D. SIVOUKHINE

COURS DE PHYSIQUE GÉNÉRALE

5

PHYSIQUE ATOMIQUE ET NUCLÉAIRE

DEUXIÈME PARTIE

ÉDITIONS MIR

Д. В. СИВУХИН

ОБЩИЙ КУРС ФИЗИКИ

Том V

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА
ч. 2

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»
МОСКВА

D. SIVOUKHINE

COURS DE PHYSIQUE GÉNÉRALE

(en cinq volumes)

Tome V

PHYSIQUE ATOMIQUE ET NUCLÉAIRE

Deuxième partie

ÉDITIONS MIR · MOSCOU

Traduit du russe
par SERGUEÏ MEDVÈDEV

На французском языке

Imprimé en Union Soviétique

ISBN 5-03-000722-9

AVANT-PROPOS

La physique nucléaire est présentée ici dans le cadre de notre cours de Physique générale, ce qui implique qu'on n'y expose que ce que tout étudiant en physique, quelle que soit sa spécialité ultérieure, doit savoir, ne serait-ce que *grosso modo*. Presque tous les chapitres et paragraphes de ce tome pourraient faire l'objet des monographies si on les traitait *in extenso*. Et c'est à ces ouvrages spécialisés que devraient recourir tous ceux qui voudraient se spécialiser en physique nucléaire.

En physique nucléaire on est obligé d'avoir plus souvent recours aux données expérimentales qu'à la théorie que dans les autres parties de la physique. Cela tient, d'une part, à ce qu'il n'existe pas encore de théorie développée des forces nucléaires qui doit être à la base d'une théorie fondamentale et conséquente du noyau qui reste encore à faire. On est donc obligé de recourir à des modèles du noyau fondés sur les données expérimentales, chacun de ces modèles n'ayant qu'un domaine de validité limité. D'autre part, il serait prématuré de présenter à des étudiants, qui s'initient à la physique générale, des théories compliquées qu'ils ne sauraient assimiler.

En physique nucléaire et plus particulièrement en physique des particules élémentaires, la technique expérimentale fait largement appel à l'automation. Il s'ensuit que dans ces domaines de la physique l'initiation aux techniques expérimentales doit se faire non pas en salle de cours ou dans les laboratoires d'étude, mais dans les instituts et les laboratoires de recherches en physique du noyau et des particules élémentaires. Dans un cours de physique générale, on ne peut qu'esquisser les principes de ces questions, encore que sur une base très générale.

Dans le chapitre XV on a cherché à donner un aperçu de certains problèmes d'astrophysique. Tout physicien doit connaître ne serait-ce que qualitativement les questions concernant les sources d'énergie et l'évolution des étoiles. Notons que tout homme cultivé doit être au courant de ces questions vu qu'elles importent pour la conception du monde.

Le chapitre XVI est consacré à un exposé des notions fondamentales concernant les particules élémentaires. Cet exposé est encore plus succinct que partout ailleurs. On ne présente que les données qui sont utilisées en physique du noyau atomique. Un exposé de l'état actuel de la physique des particules élémentaires devrait faire l'objet d'une monographie en un ou plusieurs volumes.

Le manuscrit de ce tome a été soumis pour expertise au professeur S. Herstein et au professeur I. Gorban, chargé de chaire de physique expérimentale de l'Université de Kiev. Le professeur V. Tartakovski, chargé de chaire de physique du noyau et des particules élémentaires, a bien voulu se pencher sur le manuscrit de ce livre. Leurs remarques et suggestions ont contribué à améliorer notre ouvrage et je suis heureux de leur exprimer ici ma gratitude.

D. Sivoukhnei

CHAPITRE VIII

PROPRIÉTÉS STATIQUES DU NOYAU ATOMIQUE

§ 63. Introduction

1. Le premier phénomène concernant le noyau atomique fut découvert en 1896 par Henri Becquerel (1852-1908). Ce fut la découverte de la *radioactivité naturelle* des sels d'uranium, qui se manifeste par l'émission spontanée de radiations invisibles ayant des propriétés essentiellement différentes de celles de tous les rayonnements qui étaient connus à l'époque. Deux ans plus tard, Pierre Curie (1859-1906) et Marie Sklodowska-Curie (1867-1934) découvrirent la radioactivité du thorium et séparèrent dans la pechblende le polonium et le radium dont la radioactivité est des millions de fois plus importante que celle de l'uranium et du thorium.

Rutherford se livra à une étude détaillée des propriétés des radiations émises par les corps radioactifs et trouva qu'elles se composaient de trois sortes de radiations qu'on appela rayons α, β et γ. Les rayons β sont formés d'électrons négatifs animés de vitesses notablement plus grandes que celles que possèdent les électrons des rayons cathodiques. Les rayons α sont formés de particules portant des charges positives et dont la masse est égale à la masse du noyau d'hélium (particules α). Les rayons γ sont semblables aux rayons X, mais c'est un rayonnement beaucoup plus pénétrant. En conséquence les rayons α et β sont déviés par le champ magnétique (en sens opposés), tandis que les rayons γ ne le sont pas.

Les rayons α sont les moins pénétrants mais exercent la plus grande action ionisante. Les rayons α sont absorbés par une feuille d'aluminium de quelques microns d'épaisseur. Pour absorber les rayons β il faut que la feuille d'aluminium ait une épaisseur d'au moins 1 mm. Le pouvoir ionisant des rayons β est beaucoup plus faible que celui des rayons α. Les rayons γ possèdent le plus grand pouvoir de pénétration et le moindre pouvoir ionisant. Pour se protéger des rayons γ on utilise des feuilles de plomb d'une épaisseur de $\sim$5 cm (l'épaisseur nécessaire dépend de l'intensité du rayonnement).

Rutherford put expliquer l'origine nucléaire de la radioactivité eprès avoir élaboré en 1911 son modèle planétaire de l'atome (cf. § 9) at après avoir établi que les rayonnements radioactifs résultent de

processus ayant pour siège le noyau atomique. C'est à partir de cette époque que commença à se constituer la physique nucléaire.

2. On a supposé pendant longtemps que le noyau atomique était composé de protons et d'électrons, mais cette hypothèse était en contradiction avec les données expérimentales concernant les spins et les moments magnétiques des noyaux (cf. § 68). En outre on ne pouvait pas accorder la présence des électrons dans le noyau avec le principe d'indétermination de Heisenberg (cf. § 65, 10).

En 1932, après que Chadwick (1891-1974) eut découvert le neutron, on établit que *le noyau se compose de protons et de neutrons.* Le modèle de noyau a été conçu simultanément et indépendamment par D. Ivanenko (né en 1904) et par Heisenberg (1901-1976). Le proton libre est une particule stable. Sa masse est de 0,14 % plus petite que celle du neutron (la différence des masses est égale à 2,5 masses de l'électron). En conséquence, à l'état libre le neutron se décompose en donnant un proton, un électron et un antineutrino électronique:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}. \qquad (63.1)$$

La durée de vie moyenne du neutron est égale à 17 mn environ. Il semblerait donc qu'on devrait considérer le neutron comme une particule « composée » et non comme une particule élémentaire. Or dans le noyau le proton n'est pas libre et se comporte aussi comme une particule composée qui se décompose en donnant un neutron, un positon et un neutrino:

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu_e. \qquad (63.2)$$

On peut donc considérer le proton comme une particule « complexe » qui se décompose en donnant une particule plus simple — le neutron. La question de savoir laquelle des deux particules, le proton ou le neutron, est la plus élémentaire, est dénuée de sens, et on doit considérer que de ce point de vue elles sont équivalentes. Ce sont les relations énergétiques qui déterminent laquelle de ces particules se décomposera. A l'état libre le neutron se décompose tandis que le proton est stable, ce qui signifie qu'à l'état libre c'est la réaction (63.1) qui évolue. Mais dans le noyau les deux réactions (63.1) et (63.2) peuvent se produire. Le type de décomposition qui prévaut dépend des masses du noyau et des produits de sa désintégration. C'est cette circonstance qui permet de considérer le proton et le neutron comme des particules *élémentaires* pouvant se transformer l'une dans l'autre.

Le nombre de protons contenus dans le noyau (*nombre de charge*) est généralement désigné par Z et le nombre de neutrons par N. Leur somme $A = Z + N$ est appelée *nombre de masse du noyau* (ou *nombre massique*), le nombre Z est appelé aussi *numéro atomique de l'élément* (ou *nombre atomique*). Les éléments de même Z mais de N différents sont appelés *isotopes*, les éléments de même A mais de Z

différents sont dits *isobares* et ceux de même N et de Z différents sont dits *isotones.* Pour désigner les atomes d'un certain isotope on utilise le terme de *nuclide.*

3. La principale différence entre le proton et le neutron réside en ce que le proton est une particule *chargée* dont la charge est égale à $e = 4{,}803 \cdot 10^{-10}$ ues $= 1{,}602 \cdot 10^{-19}$ C. C'est la *charge élémentaire* numériquement égale à la charge de l'électron. Le neutron est *électriquement neutre.* Le proton et le neutron ont des spins égaux au spin de l'électron, i.e. à 1/2 (en unités $\hbar$) ; ces deux particules sont des *fermions* et sont donc régies par la statistique de Fermi-Dirac. La masse du proton est peu différente de celle du neutron: $m_p =$ $= 1836{,}15\ m_e$, $m_n = 1838{,}68\ m_e$, où m_e est la masse de l'électron: $m_e = 9{,}1095 \cdot 10^{-28}$ g.

La masse de toute particule est liée à son énergie totale par la relation d'Einstein $\mathscr{E}_{tot} = mc^2$. En physique nucléaire et en physique des particules élémentaires on évalue les masses en unités d'énergie, l'unité d'énergie étant le *mégaélectron-volt* (MeV). On trouve ainsi $m_e = 0{,}511$ MeV, $m_p = 938{,}3$ MeV, $m_n = 939{,}6$ MeV, m désignant toujours la *masse au repos* de la particule (on n'utilise plus la notation m_0). On évalue aussi les masses des particules en unités de masse atomiques (symbole u). C'est la fraction 1/12 de la masse de l'atome du nucléide ^{12}C: $1u = 931{,}5016$ MeV.

4. La faible différence entre les masses et l'égalité des spins du proton et du neutron témoignent que malgré la différence liée à la présence de la charge électrique chez le proton et la différence entre les moments magnétiques de ces particules, celles-ci sont semblables par ailleurs. Cette similitude, qui joue un rôle fondamental en physique nucléaire, se manifeste d'une façon particulièrement nette dans les propriétés de noyaux miroirs. Ce sont deux noyaux ayant le même nombre de masse A, l'un dérivant de l'autre en remplaçant tous les neutrons par des protons et tous les protons par des neutrons. Un exemple d'une telle paire est le neutron et le proton eux-mêmes. On peut en donner d'autres exemples: $^3_1$H et $^3_2$He, $^7_4$Be et $^7_3$Li, $^{11}_5$B et $^{11}_6$Li, $^{13}_6$C et $^{13}_7$N, $^{15}_7$N et $^{15}_8$O, $^{17}_8$O et $^{17}_9$F, $^{29}_{14}$Si et $^{29}_{15}$P, etc. (le noyau le plus lourd de chacune de ces paires est radioactif). L'expérience montre que les noyaux miroirs possèdent des énergies de liaison presque égales, des spectres des niveaux d'énergies excités semblables, des spins égaux, etc. Tout cela témoigne de la similitude des forces s'exerçant entre deux protons et deux neutrons.

A très courte distance (par exemple dans le noyau) les protons et les neutrons sont liés entre eux par des *forces nucléaires* extrêmement intenses, des centaines de fois plus intenses que les forces électromagnétiques. Si l'on néglige ces dernières le proton et le neutron possèdent des propriétés identiques: toutes choses égales d'ailleurs, les forces nucléaires s'exerçant entre deux protons sont égales aux forces nucléaires s'exerçant entre deux neutrons ainsi qu'à celles qui s'exer-

cent entre un proton et un neutron. Cette propriété est appelée *symétrie de charge des forces nucléaires.* Elle découle d'une régularité plus profonde appelée *invariance isotopique.*

5. On ne dispose pas encore d'une théorie conséquente achevée du noyau atomique. La principale cause de cet état de choses est qu'on ne connaît pas la forme analytique de la relation existant entre les forces fondamentales et les paramètres qui les déterminent, quoique selon les conceptions modernes les forces nucléaires doivent être considérées comme l'expression des forces élémentaires s'exerçant entre les quarks. En conséquence, lorsqu'il s'agit des forces nucléaires on est obligé de recourir à des hypothèses restrictives choisies de façon que, pour un ensemble donné de phénomènes, soit assuré l'accord entre expérience et théorie.

En physique atomique, en supposant que la loi de Coulomb soit inconnue, on pourrait l'établir par étude du spectre énergétique de l'atome d'hydrogène qui possède un grand nombre de niveaux d'énergie. Mais en physique du noyau, en raison de la faible portée des forces nucléaires, on ne pourrait le faire puisqu'il n'existe ici qu'un seul état lié comportant deux particules : le deuton formé d'un proton et d'un neutron. Le deuton ne comporte qu'un *seul* niveau d'énergie (voir problème au § 26), ce qui est insuffisant pour se faire une idée des forces qui s'exercent entre le proton et le neutron. Une difficulté supplémentaire provient de ce que les forces d'interaction mutuelle des nucléons dépendent non seulement de la distance mais encore de la *vitesse* des particules et de l'*orientation de leurs spins.*

6. Même si l'on connaissait la nature des forces d'interaction s'exerçant entre les nucléons, il faudrait encore, en théorie du noyau, résoudre le *problème de plusieurs corps.* Ce problème est beaucoup plus compliqué que le problème équivalent de la théorie classique que les mathématiques ne peuvent résoudre sous une forme générale (même s'il ne s'agit que de trois corps). Par exemple, si le noyau se compose de A nucléons, son état est déterminé par la fonction d'onde $\psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \ldots, \mathbf{r}_A)$ qui dépend de $3A$ coordonnées spatiales, et encore à condition de négliger les spins des nucléons. On devrait déduire cette fonction de l'équation de Schrödinger comportant $3A$ variables indépendantes. Le problème devient pratiquement inextricable si l'on tient compte des spins des nucléons, puisque alors l'état du noyau est déterminé par la fonction d'onde $\psi(s_1, s_2, \ldots, s_A, \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \ldots, \mathbf{r}_A)$ qui dépend, outre les coordonnées spatiales, des variables de spin, i.e. des projections des spins sur la direction choisie ; chacune de ces variables peut prendre deux valeurs : $-1/2$ et $+1/2$. Trouver la forme de cette fonction d'onde reviendrait à déterminer 2^A fonctions de $3A$ coordonnées spatiales. Par exemple, pour $A = 100$ le nombre de ces fonctions sera égal à $2^{100} \approx 1,27 \cdot 10^{30}$. On comprend bien qu'un tel calcul est irréalisable même à l'aide d'ordinateurs les plus puissants.

En théorie de l'atome, on arrive à surmonter des difficultés analogues à l'aide d'excellentes méthodes de calcul approché — la méthode de Hartree (1897-1958) et la méthode de Fock (1898-1974) qui est encore plus précise. Ces méthodes se fondent sur l'idée que l'intérieur de l'atome est pratiquement vide vu que les distances entre les électrons de l'enveloppe électronique ainsi que la distance entre celle-ci et le noyau sont très grandes devant les dimensions de ces particules. Cette approche est inutilisable en théorie nucléaire puisque les distances entre les nucléons sont du même ordre de grandeur que leurs dimensions.

Le nombre de nucléons se trouvant dans un noyau est toujours supérieur à deux (sauf dans le cas du proton, du neutron et du deuton) ; en conséquence le noyau doit être considéré comme un système à plusieurs particules. Si le nombre de particules était très grand, la seule méthode d'étude qui serait sûre et même possible serait la *méthode statistique*. Or les noyaux légers ne satisfont pas du tout à cette condition et on ne peut donc leur appliquer la méthode statistique. Cette méthode peut être utilisée dans le cas de noyaux de masses moyennes et de noyaux lourds, quoique même dans ce dernier cas le nombre de nucléons est encore insuffisant pour que la méthode statistique fournisse des résultats sûrs.

7. On comprend maintenant pourquoi il manque une théorie conséquente et complète du noyau, qui permettrait d'expliquer toutes ses propriétés. Ne disposant pas d'une théorie adéquate, on utilise en théorie nucléaire différents *modèles du noyau*, chaque modèle permettant d'expliquer un nombre limité de phénomènes. Dans ce qui suit on exposera certains de ces modèles. Bien entendu, aucun modèle de noyau ne peut remplacer une vraie théorie, mais leur utilisation permet de systématiser les phénomènes observés dans différents domaines de la physique nucléaire et ce qui importe surtout ces modèles permettent de prévoir l'existence de nouveaux phénomènes. On ne peut qu'admirer que ce procédé d'étude ait permis de réaliser des progrès aussi notables dans l'interprétation des phénomènes nucléaires et de faire des prévisions valables.

8. Il est d'usage de classer les noyaux atomiques en noyaux *stables* et en noyaux *radioactifs*. Le caractère conventionnel de cette division réside en ce que tous les noyaux subissent à la longue une désintégration radioactive et seule change la vitesse de désintégration. Un noyau est dit stable si sa désintégration est lente. Or on dira d'une transformation qu'elle est lente ou rapide suivant la nature concrète du problème. On dit généralement qu'une sorte donnée de noyaux est stable si, depuis l'existence de la partie observable de l'Univers ($\sim 10^{10}$ ans), i.e. depuis que les éléments chimiques ont été formés, une fraction négligeable de ces noyaux ont subi une désintégration. Les noyaux qui se désintègrent plus rapidement sont considérés comme radioactifs.

Les grandeurs physiques qui caractérisent les propriétés des noyaux atomiques peuvent être divisées en grandeurs *statiques* et en grandeurs *dynamiques*. Les propriétés statiques concernent un état déterminé, généralement non excité, du noyau atomique; les propriétés dynamiques se manifestent lors de l'excitation et de la désintégration des noyaux ou lors des réactions nucléaires. Les propriétés statiques caractérisent les propriétés des noyaux stables. Cette terminologie a été suggérée par Y. Chirokov et N. Youdine en « Physique nucléaire » (en russe) en s'appuyant sur le fait qu'il n'existe aucune distinction nette entre les noyaux stables et les noyaux radioactifs. Les propriétés statiques se manifestent aussi bien chez les noyaux stables que chez les noyaux radioactifs et même chez les noyaux excités.

Les principales propriétés statiques du noyau sont les suivantes: le numéro atomique (nombre de charge) Z, la masse M du noyau, l'énergie de liaison $\mathcal{E}_l$, le spin I, le moment magnétique μ, le moment quadrupolaire électrique Q, le rayon R et l'écart à la sphéricité $\delta R/R$, la parité P de la fonction d'onde ψ, le spin isotopique T, le spectre des états excités.

Pour caractériser les noyaux radioactifs on doit indiquer encore le type de la transformation radioactive (désintégration α ou β, fission spontanée, etc.), la durée de vie (ou période d'un radioélément $T_{1/2}$), l'énergie des particules émises, etc.

9. On connaît aujourd'hui quatre types d'interactions fondamentales: 1) les interactions *fortes*, 2) l'interaction *électromagnétique*, 3) les interactions *faibles*, 4) l'interaction *gravitationnelle*. L'interaction nucléaire est un cas particulier des interactions fortes et assure la stabilité du noyau atomique en y maintenant ensemble les nucléons. Elle concerne aussi une grande famille de particules élémentaires, dénommées *hadrons* (proton, neutron, hypérons, mésons, etc.). L'interaction électromagnétique est responsable de toutes les forces naturelles (sauf la force de gravitation) que nous pouvons observer dans toutes sortes de phénomènes — forces élastiques, de viscosité, moléculaires, chimiques, etc. Les interactions faibles sont responsables des désintégrations β des noyaux radioactifs (cf. § 74) et déterminent, conjointement avec les forces électromagnétiques, le comportement des *leptons*, i.e. des particules élémentaires ne participant pas aux interactions fortes et possédant un spin 1/2 (électron, muon, neutrinos, etc.). Parmi les leptons les neutrinos et les antineutrinos ne participent pas aux interactions électromagnétiques. L'interaction gravitationnelle concerne toutes les particules.

On peut se faire une idée de l'intensité de ces différents types d'interactions d'après la vitesse d'évolution du processus qu'elles déterminent. Pour procéder à des comparaisons valables on considère les vitesses des processus correspondant à une énergie cinétique de $\sim$1 GeV des particules entrant en collision. C'est l'ordre de grandeur

des énergies envisagées en physique des particules élémentaires. Avec des particules de cette énergie les processus déterminés par les interactions fortes s'effectuent en l'espace de 10^{-23} s, ceux déterminés par les interactions électromagnétiques en l'espace de 10^{-20} s et ceux déterminés par les interactions faibles en l'espace de 10^{-9} s. Une autre grandeur pouvant caractériser l'intensité des interactions est la longueur de libre parcours des particules dans la matière. Les particules ayant une énergie de ~ 1 GeV entre lesquelles s'exercent des interactions fortes peuvent être arrêtées par une plaque en fer de plusieurs dizaines de centimètres d'épaisseur. D'autre part le neutrino ayant une énergie de ~ 10 MeV (ces neutrinos, plus exactement les antineutrinos de cette énergie, sont produits dans les réactions nucléaires) et qui ne participe qu'aux interactions faibles ne pourrait être arrêté qu'à l'aide d'une couche de fer de $\sim 10^9$ km d'épaisseur.

La portée des interactions fortes et des interactions faibles est très *petite*, de 10^{-13} cm (1 fermi) pour les premières et de $2 \cdot 10^{-16}$ cm (0,002 fermi) pour les secondes. Les forces électriques sont par contre des forces *à grande distance*, elles décroissent en raison inverse du carré de la distance entre les particules. Comme les forces gravitationnelles décroissent selon la même loi, le rapport de ces deux types de forces ne dépend pas de la distance entre les particules considérées. Pour une distance de séparation donnée ce rapport est égal à $F_{él}/F_{gr} = e_1e_2/(Gm_1m_2)$, où G est la constante gravitationnelle, m_1 et m_2 sont les masses des particules et e_1 et e_2 leurs charges. Appliquée à l'interaction mutuelle de deux protons, cette formule donne $F_{él}/F_{gr} \approx 1,23 \cdot 10^{36}$.

Ce résultat montre qu'aux distances où se manifestent les interactions faibles l'interaction gravitationnelle est de plusieurs ordres de grandeur inférieure à l'interaction faible. C'est pour cela qu'on ne tient aucun compte de l'interaction gravitationnelle en physique du microcosme à l'état actuel de cette science. Par contre en macrocosme, lorsqu'il s'agit du mouvement de masses importantes — galaxies, étoiles, planètes, etc., ou lorsqu'on étudie le mouvement de petits corps macroscopiques dans le champ de ces masses importantes, l'interaction gravitationnelle joue un rôle dominant. L'interaction gravitationnelle joue un rôle essentiel sinon prédominant dans les processus de formation et d'évolution des étoiles (cf. ch. XV). Cela tient aux deux circonstances suivantes : premièrement, à ce qu'il s'agit d'une force de très grande portée, et deuxièmement, à ce que la masse de tous les corps ne peut être que positive, en conséquence de quoi les forces gravitationnelles sont toujours attractives. Si les masses des corps augmentent, leur interaction gravitationnelle *croît* proportionnellement aux masses des deux corps. Dans le cas de l'interaction électrique de corps macroscopiques la situation est différente puisque les charges positives et négatives portées par les parti-

cules constituant les corps *se neutralisent* mutuellement presque complètement. C'est pour cela que les forces électriques n'affectent que faiblement le mouvement des grandes masses, quoique dans le cas de l'interaction de corps composés, l'un de particules positives et l'autre de particules négatives, les forces électriques prédominent largement sur les forces gravitationnelles et ce à toutes les distances puisqu'elles sont également des forces à grande portée.

10. La physique classique admettait que la vitesse d'interaction était finie et que les interactions s'exerçaient par l'intermédiaire de champs de force. Ainsi une charge électrique crée autour d'elle un champ électrique qui, à l'emplacement d'une seconde charge, exerce sur celle-ci une certaine force (cf. t. III, § 1). Toutes les interactions connues s'exercent de façon analogue en mettant en jeu d'autres champs de force, par exemple le champ gravitationnel. La physique quantique conserve cette approche mais tient compte des *propriétés quantiques du champ*. En raison du dualisme onde-corpuscule, on peut faire correspondre à tout champ une certaine particule (*quantum de champ*) qui assure l'interaction. Le mécanisme d'interaction consiste alors en ce que l'une des particules en interaction émet un quantum de champ et celui-ci est absorbé par l'autre particule. En électromagnétisme les quanta assurant le transport de l'interaction sont les *photons*. Les interactions nucléaires sont transportées, en partie tout au moins, par les gluons, les interactions faibles par les bosons intermédiaires W^+, W^- et Z^0 qui ont été prédits par la théorie des interactions *électrofaibles* et qui ont été découverts en 1983, et enfin les interactions gravitationnelles mettraient en jeu les *gravitons* encore hypothétiques. Actuellement les interactions électromagnétiques et faibles sont considérées comme des manifestations différentes d'un seul type d'interaction : *l'interaction électrofaible* ; cela rappelle l'unification des champs électrique et magnétique en un seul *champ électromagnétique*. A petite distance (de l'ordre de leur rayon d'action) l'intensité des interactions faibles est du même ordre de grandeur que celle des interactions électromagnétiques, mais comme les interactions faibles décroissent exponentiellement en fonction de la distance, elles deviennent infiniment faibles devant les forces électromagnétiques.

On peut opposer à la conception des interactions par l'intermédiaire de quanta de champ les considérations suivantes. Tant que la particule est libre, elle ne peut ni émettre ni absorber un quantum de champ. En ce qui concerne l'émission ou l'absorption d'un photon, cette assertion a été démontrée au § 1. Reprenons cette démonstration sous une forme différente et sans postuler que la masse au repos du quantum de champ est nulle.

Considérons d'abord l'émission d'un quantum et procédons par l'absurde. Posons que la masse au repos de la particule était égale à m avant l'émission d'un quantum. Après émission d'un quantum

la masse au repos de la particule peut varier et prendre la valeur m'. Lors de l'émission du quantum la particule ressent l'impulsion de recul $\boldsymbol{p}$. Dans le référentiel par rapport auquel la particule était au repos avant l'émission du quantum, l'équation exprimant la loi de la conservation de l'énergie s'écrit sous la forme suivante:

$$mc^2 = \sqrt{(m'c^2)^2 + (pc)^2} + \mathscr{E}_{\text{qu}},$$

où $\mathscr{E}_{\text{qu}}$ est l'énergie du quantum émis. En notant $\boldsymbol{\Pi}$ l'impulsion du quantum émis, on doit avoir $\boldsymbol{p} + \boldsymbol{\Pi} = 0$. L'équation ci-dessus montre que $m'c^2 \leqslant mc^2$. En admettant que la particule est stable, son énergie est minimale et ne peut donc diminuer. En conséquence on doit avoir $m = m'$, $p = \Pi = 0$, $\mathscr{E}_{\text{qu}} = 0$. Cela signifie que le quantum de champ qui serait émis serait dénué d'énergie et d'impulsion, autrement dit qu'il n'existe pas. Cette démonstration implique que du fait de l'émission d'un quantum de champ, l'état quantique interne de la particule *ne change pas.* Si ces considérations s'appliquent à l'absorption, il est facile de démontrer que l'absorption d'un quantum de champ est également impossible. Le lecteur est invité à en faire la démonstration.

La théorie quantique permet de lever cette objection à l'aide du principe d'incertitude de Heisenberg. Si le quantum de champ existe pendant le temps Δt requis pour transmettre l'interaction, son énergie $\mathscr{E}$ ne peut avoir une valeur déterminée. L'indétermination $\Delta\mathscr{E}$ doit vérifier la relation de Heisenberg $\Delta\mathscr{E}\cdot\Delta t \approx \hbar$. Tout formellement cela signifie que pour ces intervalles de temps *la loi de la conservation de l'énergie est violée.* On peut dire aussi que *pour les particules qui transportent les interactions la relation usuelle entre l'énergie et l'impulsion est en défaut.* C'est pour cela qu'on parle alors de *particules virtuelles* ou de *quanta de champ virtuels.* Le champ de force entourant les particules réelles qui émettent et qui absorbent des quanta virtuels est constitué de ces quanta virtuels. Par exemple, le champ électromagnétique entourant une charge électrique est constitué de photons virtuels émis et absorbés. Les processus d'émission et d'absorption de particules virtuelles sont dits *processus virtuels.*

11. On se heurte à des difficultés chaque fois qu'on cherche à visualiser le mécanisme d'interaction des microparticules. Soient deux hommes A et B placés à une distance l'un de l'autre et se lançant une balle. En jetant la balle dans la direction de B, A subit une poussée en sens opposé. Il subira une autre poussée dans le même sens lorsqu'il attrape la balle que lui a jetée B. Ainsi apparaît une force de répulsion entre A et B. Cherchons un exemple classique où à la place d'une répulsion apparaîtrait une attraction entre A et B. Il suffit pour cela de remplacer la balle par un boomerang et de placer A et B de façon qu'ils se tournent le dos. A lance le boomerang dans le sens opposé à celui qui le relie à B et subit alors une force dirigée vers B. Le boomerang inverse son sens de vol et B l'attrape.

B le lance dans le sens opposé à celui où se trouve A, ce qui donne naissance à une force qui pousse B vers A. Dans ces conditions apparaît une force d'attraction entre A et B. Bien entendu dans cet exemple un rôle essentiel revient au milieu (l'air) dans lequel se déplace le boomerang. Il s'agit là d'une illustration qui ne prétend nullement à la visualisation du mécanisme d'interaction. Les interactions qui s'effectuent par échange de particules virtuelles ne se laissent visualiser par aucun modèle.

12. Les particules virtuelles ne peuvent être directement perçues. Chaque particule est source d'un champ (par exemple l'électron est source du champ électromagnétique). Conformément au dualisme onde-corpuscule, à tout champ correspondent des particules qui sont les quanta de ce champ. La masse m de ces particules peut être nulle (photon) ou différente de zéro. En vertu des lois de la conservation de l'énergie et de l'impulsion, une particule libre ne peut émettre de quanta de champ réels, puisqu'il faudrait disposer pour cela d'une énergie au moins égale à mc^2. Du point de vue de la physique classique, ce processus ne peut avoir lieu sans apport d'énergie extérieure. Mais en physique quantique, en vertu du principe d'indétermination $\Delta\mathcal{E}\cdot\Delta t \approx \hbar$, la loi de la conservation de l'énergie peut être violée pendant des intervalles de temps Δt courts, juste suffisants pour transmettre l'interaction. Pour obtenir l'énergie requise $\Delta\mathcal{E} = mc^2$, il faut un temps $\Delta t \approx \hbar/(mc^2)$. Pendant cet intervalle de temps la particule virtuelle ne peut s'éloigner qu'à une distance

$$R = c\Delta t = \hbar/(mc), \qquad (63.4)$$

i.e. à la distance de Compton correspondant à la masse m. On peut poser que cette distance est la portée de l'action transmise par la particule virtuelle. Plus la masse m est petite, plus grande est la portée de l'action transmise par la particule virtuelle.

Les interactions électromagnétiques sont transmises par échange de photons. Comme la masse m du photon est nulle ($m = 0$), le rayon R d'action des forces électromagnétiques est infini ($R = \infty$) ; ce sont des forces de grande portée. Les forces gravitationnelles sont aussi des forces de grande portée et elles sont transmises par des particules hypothétiques appelées gravitons. L'interaction gravitationnelle étant extrêmement faible, on n'a pas réussi à observer les gravitons et on peut penser qu'on ne les observera pas de sitôt, quoique en théorie leur existence semble indubitable. Du fait de la grande portée des forces gravitationnelles on doit poser que la masse du graviton devrait être nulle.

13. En 1934, Tamm (1895-1971) et Ivanenko (né en 1904) ont élaboré une théorie des forces nucléaires fondée sur l'idée que ces forces étaient transmises par l'intermédiaire de particules légères — électron et positon, neutrino et antineutrino (les particules de masses intermédiaires, les muons et les pions, étaient inconnues à l'époque).

Selon cette théorie, le proton par exemple se transformait en neutron après avoir émis un positon et un neutrino, tandis que le neutron se transformait en proton après avoir absorbé ces deux particules légères. Ainsi ces deux processus donnaient naissance à une force d'attraction s'exerçant entre le proton et le neutron, mais comme les calculs conduisaient à une interaction qui était 10^{11} à 10^{13} fois plus faible que celle qu'il fallait, la théorie était erronée quoique son idée de base était valable et fut utilisée en 1935 par le physicien japonais Yukawa (1907-1981).

En 1935, Yukawa émit l'hypothèse qu'il existe un champ de forces nucléaires et que l'interaction mutuelle des nucléons est assurée par des particules qui seraient les quanta de ce champ. Selon les données expérimentales, le rayon d'action des forces nucléaires est $\approx 1,2 \times \times 10^{-13}$ cm. En s'appuyant sur cette valeur on peut estimer à l'aide de la formule (63.4) la masse de la particule hypothétique de Yukawa. On trouva qu'elle serait égale à $\approx 270\ m_e$ (≈ 140 MeV). Peu après, en 1937, S. Neddermeyer (né en 1907) et C. Anderson (né en 1905) détectèrent dans les rayons cosmiques des particules positives et négatives ($\mu^{\pm}$) qu'on appela *muons* (et qu'on appela initialement *mésons*) ayant une masse $\approx 207 m_e$ (106 MeV). On supposa aussitôt que les muons étaient les particules hypothétiques de Yukawa. Mais on dut abandonner cette hypothèse car on s'aperçut que les muons n'interagissaient que très faiblement avec la matière et ne pouvaient donc transmettre les interactions nucléaires. (Dans un référentiel par rapport auquel les muons sont au repos, leur durée de vie serait $\approx 2,2 \cdot 10^{-6}$ s, ce qui permet aux muons relativistes qui se forment dans les couches supérieures de l'atmosphère de parvenir jusqu'à la surface terrestre.)

Dix ans après, en 1947, Powell (1903-1969), Occhialini (né en 1907) et Lattes (né en 1924) décelèrent dans des émulsions irradiées par les rayons cosmiques dans les couches supérieures de l'atmosphère des traces laissées par des particules chargées. Ces particules qui se désintègrent en muons et neutrinos furent appelées *pions* ($\pi^{\pm}$). En 1950, on découvrit le pion neutre (π^0). Les pions interagissent énergiquement avec la matière (la durée de vie des pions $\pi^{\pm}$ est de $\approx 2,6 \cdot 10^{-8}$ s et des π^0 de $\approx 0,83 \cdot 10^{-16}$ s). Les pions satisfont donc aux caractéristiques que doivent présenter les particules assurant l'interaction nucléaire. Il n'y a pas encore longtemps on admettait que les pions sont responsables d'interaction forte. Maintenant ce rôle est attribué aux gluons.

Il a été indiqué plus haut que les interactions faibles sont transmises par les bosons intermédiaires $W^{\pm}$ et Z^0. Selon les données expérimentales les masses des bosons $W^{\pm}$ et Z^0 correspondent à 80 et 90 GeV environ. En portant ces valeurs dans la formule (63.4) on obtient une estimation du rayon d'action R des interactions faibles. Considérons le cas des bosons $W^{\pm}$ ayant la plus faible masse

et donc le plus grand rayon d'action. En posant $mc^2 = 80$ GeV, $\hbar c = 1{,}973$ GeV·cm, on trouve

$$R = \hbar c/(mc^2) = 2{,}5 \cdot 10^{-16}\ \text{cm}.$$

14. Depuis l'apparition du *modèle des quarks*, on admet que l'interaction mutuelle des nucléons est assurée non par les mésons, mais se réduit à l'interaction mutuelle des quarks. Les quarks sont des particules hypothétiques constituant les hadrons, les protons et les neutrons y compris. On suppose que les quarks portent des charges fractionnaires $\pm {}^2/_3\, e$ et $\pm {}^1/_3\, e$ et possèdent un spin égal à ${}^1/_2$. Actuellement on distingue six quarks (et autant d'antiquarks) qui forment trois doublets. L'interaction mutuelle des quarks serait assurée par des particules dénuées de masse et de spin égal à 1, qu'on appelle *gluons*. On n'a pas réussi à observer des quarks à l'état libre ni dans la nature, ni dans les rayons cosmiques, ni dans les accélérateurs de particules. En conséquence on a émis l'*hypothèse du confinement des quarks*, selon laquelle ils ne pouvaient exister qu'à l'intérieur des hadrons et jamais à l'état libre. Cela tiendrait à ce que les forces d'interaction s'exerçant entre les quarks diminueraient à mesure que décroît leur distance de séparation et croîtraient avec la distance. Se trouvant dans les hadrons à faible distance les uns des autres, les quarks s'y comportent comme des particules libres appelées *partons*. L'hypothèse des quarks est unanimement admise aujourd'hui puisqu'elle permet d'expliquer différents comportements des particules élémentaires et de prédire l'existence de nouvelles particules.

§ 64. Energie de liaison du noyau

1. *L'énergie de liaison du noyau* $\mathcal{E}_l$ *(qui concerne tous les nucléons) est la mesure de sa cohésion qu'on évalue par le travail minimal qu'il faut fournir pour désintégrer totalement le noyau en neutrons et en protons.* Il faut distinguer l'énergie de liaison du noyau de son *énergie interne*, i.e. de l'*énergie de formation du noyau* $\mathcal{E}_f$. Si l'énergie d'un noyau complètement désintégré est prise pour zéro, on a évidemment $\mathcal{E}_f = -\mathcal{E}_l$. Cette même grandeur permet de déterminer l'*énergie de liaison du noyau par rapport à sa division en deux parties quelconques composées de neutrons et de protons*; *c'est le travail minimal qu'il faut fournir pour diviser le noyau en deux parties.* Par exemple, l'énergie de liaison du proton dans le noyau ou *énergie de séparation du proton* du noyau est le travail minimal qu'il faut fournir pour extraire le proton. Cette énergie est donnée par la formule

$$\mathcal{E}_p = \mathcal{E}_l\ (Z,\ A) - \mathcal{E}_l\ (Z - 1,\ A - 1) \tag{64.1}$$

et représente donc la différence entre les énergies de liaison dans le noyau initial et dans le noyau ayant perdu un proton. De même

l'énergie de liaison du neutron dans le noyau (ou *énergie de séparation du neutron*) est donnée par

$$\mathscr{E}_n = \mathscr{E}_l (Z, A) - \mathscr{E}_l (Z, A - 1). \qquad (64.2)$$

Enfin l'énergie de liaison d'une particule α dans le noyau (c'est aussi l'énergie de séparation de la particule α) est

$$\mathscr{E}_\alpha = \mathscr{E}_l (Z, A) - \mathscr{E}_l (Z - 2, A - 4) - \mathscr{E}_l (\alpha), \qquad (64.3)$$

où $\mathscr{E}_l (\alpha)$ est l'énergie de liaison de la particule α.

Bien entendu, dans ces cas le noyau initial ne peut être constitué respectivement par un proton, par un neutron ou par une particule α, sinon $\mathscr{E}_p$ représenterait l'énergie de séparation du proton d'un noyau composé d'un seul proton, ce qui est dénué de tout sens physique.

En utilisant la relation entre la masse et l'énergie on peut calculer l'énergie de liaison du noyau par la formule

$$\mathscr{E}_l (Z, A) = ZM_p + NM_n - M (Z, A), \qquad (64.4)$$

à condition d'exprimer les masses en unités énergétiques. On suppose que les masses des particules figurant dans (64.4) sont leurs *masses au repos* (on omet l'indice zéro conformément à l'usage consacré en physique du noyau et en physique des particules élémentaires). On peut mesurer la masse d'une particule chargée par la méthode de spectrographie de masse en mesurant la déviation des particules chargées sous l'action de champs électrique et magnétique statiques. Dans le cas de particules non chargées (le neutron par exemple) la mesure de leurs masses peut être ramenée à la mesure des masses des particules chargées.

2. Il convient de noter qu'on indique dans les tables non pas les masses des noyaux, mais des quantités qui s'expriment en fonction de masses d'*atomes neutres*. Pour la commodité des calculs il convient donc de modifier la formule (64.4) afin d'y faire figurer les masses des atomes à la place des masses des noyaux. Ajoutons et retranchons la masse des Z électrons dans le second membre de (64.4). Négligeons la différence entre les énergies de liaison de ces électrons dans Z atomes d'hydrogène d'une part et dans l'atome (Z, A) d'autre part (ce n'est que tout dernièrement qu'on est arrivé à déceler cette différence). Ainsi la formule (64.4) s'écrira comme suit:

$$\mathscr{E}_l (Z, A) = ZM_{\mathrm{at}} ({}^1_1\mathrm{H}) + NM_n - M_{\mathrm{at}} (Z, A), \qquad (64.4a)$$

où $M_{\mathrm{at}} ({}^1_1\mathrm{H})$ est la masse de l'atome d'hydrogène et $M_{\mathrm{at}} (Z, A)$ est la masse de l'atome (Z, A) de numéro atomique Z et de nombre de masse A.

En physique nucléaire on utilise souvent la notion de *défaut de masse du noyau* qui est liée à son énergie de liaison. On appelle défaut de masse (ou perte de masse) d'un noyau la différence entre la masse du noyau considéré exprimée en unités de masse atomiques

(cf. § 63, 3) et le nombre de masse A correspondant :

$$\Delta (Z, A) = M_{\text{noy}} (Z, A) - A. \quad (64.5)$$

Pour trouver la relation entre le défaut de masse et l'énergie de liaison du noyau on utilisera la formule (64.4) où les masses sont données en u.m.a. Si l'on remarque d'autre part que selon la formule (64.5) $M_{\text{noy}} = \Delta + A$, pour le neutron $M_n = \Delta_n + 1$ et pour le proton $M_p = \Delta_p + 1$. En portant ces valeurs dans (64.4) on trouve

$$\mathcal{E}_l = Z (\Delta_p + 1) + N (\Delta_n + 1) - (\Delta + A),$$

ou

$$\mathcal{E}_l = Z (\Delta_p + 1) + N (\Delta_n + 1) - (\Delta + A), \quad (64.4b)$$

puisque $Z + N = A$. On voit que si l'on décale d'une quantité adéquate l'origine de mesure de l'énergie (qui ne dépend que de Z et N) le défaut de masse ne différera de l'énergie de liaison du noyau que par le signe.

La masse du proton est $M_p = 938{,}2796$ MeV $= 1{,}0072764$ u.m.a., la masse du neutron $M_n = 939{,}5731$ MeV $= 1{,}008665$ u.m.a., la masse d'une particule α (noyau de ^{4}He) $M_\alpha = 4{,}001506$ u.m.a. Les défauts de masse correspondants sont donc $\Delta_p = 0{,}007276$, $\Delta_n = 0{,}008665$, $\Delta_\alpha = 0{,}001506$; l'énergie de liaison d'une particule α est donc $\mathcal{E}_l = 2\,(0{,}007276 + 0{,}008665) - 0{,}001506 = = 0{,}030376$ u.m.a. $= 28{,}3$ MeV.

Le défaut de masse défini par la formule (64.5) est une grandeur sans dimension. Mais on peut lui attribuer artificiellement la dimension de la masse (de l'énergie) si l'on convient que la formule (64.5) ne définit Δ qu'en *unités de masse atomique*. Ensuite on détermine par calcul simple la valeur de Δ en MeV (ou en d'autres unités de masse). Il en résulte par exemple $\Delta_p = 6{,}77761$ MeV, $\Delta_n = 8{,}07146$ MeV, $\Delta_\alpha = 1{,}4028414$ MeV.

On notera que dans les tables on indique habituellement les masses des atomes neutres et non les masses des noyaux. La différence représente la masse des couches électroniques. En conséquence on indique les défauts de masses des *atomes neutres*, i.e. les quantités

$$\delta (Z, A) = M_{\text{at}} (Z, A) - A. \quad (64.5a)$$

On obtient par exemple le défaut de masse de l'atome $^4_2$He si l'on ajoute au défaut de masse de la particule α la masse de deux électrons $2 \cdot 0{,}511003 = 1{,}022006$ MeV. Ainsi on obtient pour le défaut de masse de l'atome $^4_2$He la valeur de $1{,}4028414 + 1{,}0222006 = = 2{,}42485$ MeV. La formule (64.4b) reste valable si l'on remplace le défaut de masse des noyaux par le défaut de masse des atomes neutres :

$$\mathcal{E}_l = Z\delta_p + N\delta_n (Z, A). \quad (64.4c)$$

Comparons l'énergie de liaison des particules α avec la variation relative de la masse des substances dans les réactions chimiques. Par exemple la réaction $H_2 + O \rightarrow H_2O$ permet d'atteindre une température de l'ordre de 1000 °C = 1273 K, ce qui correspond à une énergie moyenne de $3 \cdot {}^3/_2\, kT = {}^9/_2 \cdot 1{,}38 \cdot 10^{-16} \approx 7{,}9 \cdot 10^{-13}$ erg $\approx$ $\approx 0{,}5$ eV par molécule d'eau (la molécule d'eau se compose de trois atomes — deux atomes d'hydrogène et un atome d'oxygène). Comme la molécule d'eau comporte 18 nucléons et que la masse d'un nucléon est de ≈ 931 MeV, l'énergie propre d'une molécule d'eau est de $\approx 18 \cdot 931 = 16{,}8 \cdot 10^3$ MeV $= 16{,}8 \cdot 10^9$ eV. La variation relative de la masse des substances dans la réaction chimique considérée est égale à $3 \cdot 10^{-11} = 3 \cdot 10^{-9}$ % environ, donc au-dessous de la précision des mesures masse-spectrographiques. Cet exemple montre pourquoi toute tentative de vérifier la formule d'Einstein $\Delta m =$ $= \Delta\mathcal{E}/c^2$ dans les réactions chimiques était vouée à l'échec et qu'on n'a pu le faire que dans les réactions nucléaires.

Le rapport $\mathcal{E}_l/A$, i.e. l'énergie de liaison rapportée à un nucléon, est appelé *énergie de liaison par nucléon* et le défaut de masse rapporté à un nucléon $f = \Delta/A$ est appelé *coefficient de tassement*.

3. Considérons quelques propriétés des noyaux atomiques qui ont été déterminées expérimentalement et voyons à quelles conclusions concernant la structure du noyau elles permettent d'arriver. On a constaté que pour des noyaux stables pas trop légers ($A \gtrsim 20$) l'énergie de liaison par nucléon est *grosso modo* constante et représente près de 8 MeV par nucléon. Ce résultat témoigne de ce que les forces nucléaires sont des forces de *faible portée*, leur rayon d'action étant du même ordre de grandeur que les dimensions des nucléons ou même inférieur à ces dernières. Cela se traduit par le phénomène de *saturation* de ces forces. La saturation implique que chaque nucléon n'interagit dans le noyau qu'avec quelques nucléons voisins. De ce point de vue les forces nucléaires ressemblent aux forces chimiques dont dépend la valence des éléments chimiques.

La saturation des forces nucléaires permet d'expliquer pourquoi l'énergie de liaison des noyaux stables moyennement lourds est *grosso modo* proportionnelle au nombre de masse A. Si l'effet de saturation n'existait pas et si chaque nucléon était en interaction efficace avec tous les autres $(A - 1)$ nucléons, l'énergie de liaison du noyau serait proportionnelle à $A\,(A - 1)/2$ et pour les grandes valeurs de A elle croîtrait presque proportionnellement au carré de A et non pas à A. L'effet de saturation des forces nucléaires justifie aussi le fait que la densité de la substance nucléaire des noyaux qui ne font pas partie des noyaux les plus légers est approximativement constante, i.e. ne dépend pas de A. De ce fait le rayon R du noyau est proportionnel à $\sqrt[3]{A}$. C'est en s'appuyant sur ces résultats qu'il a été proposé de considérer le noyau atomique comme une *goutte de liquide incompressible* chargée positivement (*modèle nucléaire de la goutte li-*

quide ou hydrodynamique). Ce modèle classique se laisse justifier pour les grandes valeurs du nombre de masse A.

4. Selon le modèle de la goutte liquide on doit s'attendre à ce que l'énergie de liaison par nucléon soit inférieure à celle qui existerait si les nucléons étaient soumis à l'action des seules forces d'attraction nucléaires *saturées*. On observe effectivement une telle diminution de l'énergie de liaison. Cette diminution est liée d'une part à l'influence des nucléons périphériques. Un nucléon se trouvant à la périphérie du noyau interagit avec un nombre moindre de nucléons et par suite il ne sera pas retenu dans le noyau par le nombre maximal de liaisons. Cet effet est surtout notable dans le cas de noyaux légers puisqu'il est d'autant plus important que le rapport de la surface au volume du noyau est grand (proportionnel à $R^{-1} \sim A^{-1/3}$). Pour les noyaux légers les énergies de liaison par nucléon, calculées par la formule (64.4a), sont indiquées dans le tableau 9. Bien entendu pour les

Tableau 9

Noyau	^2_1H	^3_2He	^4_2He	^6_3Li	^7_3Li	^7_1N	^8_8O	^9_9F
$\mathscr{E}_1$, MeV	1,112	2,573	7,074	5,332	5,606	7,476	7,976	7,632

noyaux légers on ne peut s'attendre à un accord entre les données expérimentales et les données calculées d'après le modèle de la goutte liquide.

D'autre part l'énergie de liaison est amoindrie par la répulsion coulombienne mutuelle des protons. Cet effet est peu important dans les noyaux légers puisque dans ce cas l'intensité des forces nucléaires est de deux ordres de grandeur plus grande que celle des forces coulombiennes. Or les forces coulombiennes sont des forces à grande distance dont l'énergie est proportionnelle à $Z(Z-1)$ ou à $\sim Z^2$ pour les grands Z, tandis que l'énergie des interactions nucléaires est $\backsim Z$. De ce fait, pour Z grand, l'énergie coulombienne commence à prédominer, c'est ce qui explique la diminution de l'énergie de liaison par nucléon des noyaux lourds à mesure que Z augmente.

5. Outre les énergies de surface, de volume et coulombienne, l'énergie de liaison du noyau comporte encore deux termes. Le premier de ces termes tient compte de l'observation que dans le cas des noyaux légers un noyau contenant un nombre égal de protons et de neutrons ($Z = N$) est plus stable que les autres noyaux de même nombre de masse $A = Z + N$. Dans le cas des noyaux lourds une stabilité réduite est liée à la répulsion coulombienne des protons, dont il a été déjà tenu compte dans ce qui précède. On généralisera donc les résultats expérimentaux en admettant que la tendance à une

stabilité accrue resterait valable pour les noyaux lourds si l'on supprimait l'effet de l'interaction électromagnétique. Lorsque les nombres Z et N cessent d'être égaux, on voit apparaître dans l'expression de l'énergie nucléaire, en plus de l'énergie coulombienne, un terme négatif appelé *énergie d'asymétrie*. L'essence physique de cette énergie reste imprécise, mais son existence implique que le proton diffère du neutron non seulement par sa charge électrique, mais qu'il existe entre ces deux particules d'autres différences moins importantes cependant. Tout en écartant la question de la nature de l'énergie d'asymétrie cherchons à établir une expression approchée de cette énergie à partir des données empiriques.

Supposons qu'on ait réussi à supprimer l'interaction électromagnétique s'exerçant dans le noyau. Dans ce cas, si l'on remplace tous les protons par des neutrons et vice versa, l'énergie de liaison ne doit pas varier. Cette assertion, qui est une généralisation des données expérimentales, se trouve confirmée par l'existence de noyaux miroirs. L'expression mathématique de cette assertion est la suivante:

$$\mathscr{E}_1 (Z, N) = \mathscr{E}_1 (N, Z).$$

Introduisons dans cette équation la nouvelle variable $\varepsilon = N - Z$. En utilisant la relation $A = Z + N$, on trouve

$$N = \frac{A+\varepsilon}{2}, \quad Z = \frac{A-\varepsilon}{2},$$

d'où

$$\mathscr{E}_1 \left(\frac{A-\varepsilon}{2}, \frac{A+\varepsilon}{2}\right) = \mathscr{E}_1 \left(\frac{A+\varepsilon}{2}, \frac{A-\varepsilon}{2}\right).$$

Par conséquent, pour A constant, l'énergie de liaison nucléaire est une fonction paire du paramètre ε. En supposant que la quantité ε est petite devant A, développons la fonction $\mathscr{E}_1$ suivant les puissances de ε en se limitant au terme du second degré:

$$\mathscr{E}_1 = F(A) + f(A)\, \varepsilon^2 = F(A) + f(A)\,(N - Z)^2.$$

Selon l'expérience on doit avoir $F(A) \backsim A$ (il en a été déjà question plus haut) et $f(A) \backsim A^{-1}$, la fonction $f(A)$ devant être négative (on l'a déjà indiqué plus haut).

6. Le deuxième des termes énumérés au début du sous-paragraphe 5, qui ne peut être interprété selon les conceptions classiques, est introduit pour refléter le fait expérimental que l'énergie de liaison du noyau subit des variations systématiques suivant que Z et A sont pairs ou impairs. Les noyaux pour lesquels Z et N sont tous deux pairs sont dits *pair-pair*; si Z est pair et N impair, les noyaux sont dits *pair-impair*; si Z est impair et N pair, ils sont dits *impair-pair*, et enfin si Z et N sont tous deux impairs, les noyaux sont dits *impair-impair*. L'énergie de liaison est maximale pour les noyaux pair-pair, minimale pour les noyaux impair-impair et prend des valeurs intermé-

diaires pour les autres noyaux. Ce résultat témoigne de l'*appariement* des nucléons de même nature, c.-à-d. que les protons d'une part et les neutrons d'autre part sont assortis par paires. L'appariement des nucléons accroît l'énergie de liaison du noyau, le supplément d'énergie est l'*énergie d'appariement*. Lorsque Z et N sont tous deux pairs, tous les protons et tous les neutrons sont assortis par paires. Lorsque A est impair, il reste un neutron ou un proton non apparié. Enfin lorsque Z et N sont tous deux impairs, il reste un neutron et un proton non appariés.

On arrive à rendre correctement compte des données expérimentales si pour A impair on inclut l'énergie d'appariement dans le terme volumique, ce qui revient à poser qu'elle est nulle. Dans ce cas, pour les noyaux pair-pair, l'énergie d'appariement sera positive et elle sera négative pour les noyaux impair-impair; ces deux énergies sont égales en valeur absolue.

7. De ce qui précède on peut écrire l'énergie de liaison du noyau sous la forme suivante:

$$\mathscr{E}_1 = C_{\text{vol}}A - C_{\text{surf}}A^{2/3} - C_{\text{coul}}Z^2A^{-1/3} - C_{\text{asym}}(A-2Z)^2A^{-1} + C_{\text{appar}}A^{-\varepsilon}\delta. \tag{64.6}$$

Cette formule semi-empirique est appelée *formule de Weizsäcker* (né en 1912). Le dernier terme est établi sur la base des données empiriques et suivant les auteurs l'exposant ε a différentes valeurs comprises entre $+1/3$ et 1. Dans ce livre on posera $\varepsilon = 3/4$. La quantité δ possède les valeurs suivantes:

$$\delta = \begin{cases} +1 & \text{pour les noyaux pair-pair,} \\ 0 & \text{pour les noyaux à } A \text{ impair,} \\ -1 & \text{pour les noyaux impair-impair.} \end{cases}$$

Les coefficients de (64.6) sont choisis de façon à assurer le meilleur accord possible avec les résultats expérimentaux. Actuellement on utilise les valeurs suivantes:

$$\begin{matrix} C_{\text{vol}} = 15{,}75 \text{ MeV}, & C_{\text{surf}} = 17{,}8 \text{ MeV}, & C_{\text{coul}} = 0{,}710 \text{ MeV}, \\ C_{\text{asym}} = 23{,}7 \text{ MeV}, & C_{\text{appar}} = 34 \text{ MeV}, & \varepsilon = 3/4. \end{matrix} \tag{64.7}$$

Dans la majorité des cas la formule de Weizsäcker pour l'énergie de liaison est valable à quelques MeV près; elle est extrêmement utile lorsqu'il s'agit de mettre en évidence les propriétés générales les plus importantes des noyaux (à l'exception des noyaux légers). Néanmoins cette formule ne rend pas compte de certaines particularités, par exemple la grande stabilité des noyaux « magiques » et les fluctuations de l'énergie d'appariement.

On appelle noyaux *magiques* ceux dont le nombre de protons ou de neutrons est égal à l'un des nombres suivants: 2, 8, 20, (28), 50, 82, 126 (ce dernier nombre ne concerne que les neutrons). Ces nombres eux-mêmes sont dits *magiques*. Les noyaux comportant simultanément un nombre magique de protons et un nombre magique de neutrons sont dits *doublement magiques*. On n'en connaît que cinq: ${}^{4}_{2}He$, ${}^{16}_{8}O$, ${}^{40}_{20}Ca$, ${}^{48}_{20}Ca$, ${}^{208}_{82}Pb$. Les noyaux magiques et surtout les noyaux doublement magiques présentent une *stabilité accrue* (possèdent donc de plus grandes énergies de liaison par nucléon) et sont plus largement répandus dans la Nature que les autres noyaux. L'existence des nombres magiques trouve son interprétation dans le modèle en couches du noyau (cf. § 78).

8. Utilisons la formule de Weizsäcker pour déterminer l'isobare nucléaire le plus stable pour un nombre de masse A donné. Les isobares nucléaires diffèrent les uns des autres par la valeur de Z. Il s'agit donc de déterminer le nombre de charge Z pour lequel l'énergie de liaison est maximale. Dérivons (64.6) par rapport à Z pour A = const et égalons à zéro la dérivée obtenue. Il suffit alors de ne garder que les troisième et quatrième termes de la formule (64.6), puisque les autres termes ne dépendent pas de Z. On trouve tous calculs faits:

$$Z=\frac{A}{2+(C_{\text{coul}}/2C_{\text{asym}})\,A^{2/3}}=\frac{A}{2+0{,}0150A^{2/3}}. \qquad (64.8)$$

La formule de Weizsäcker ne tient aucun compte de la différence des masses du neutron et du proton : $m_n - m_p = 1{,}29343$ MeV. Dans l'expression de la masse du noyau doit figurer le terme $Zm_p + (A - Z)\,m_n = Am_n - Z\,(m_n - m_p)$. En conséquence on doit faire figurer le terme $Z\,(m_n - m_p)$ dans la formule de l'énergie de liaison. En tenant compte de ce terme on obtient le résultat suivant:

$$Z=\frac{\left(1+\dfrac{m_n-m_p}{4C_{\text{asym}}}\right)A}{2+(C_{\text{coul}}/2C_{\text{asym}})\,A^{2/3}}=\frac{A}{1{,}97+0{,}0150A^{2/3}}. \qquad (64.8a)$$

La différence avec (64.8) est de 1 % environ. Cette différence ne peut affecter la précision des calculs basés sur la formule semi-empirique de Weizsäcker.

Les noyaux ne subissant pas de désintégration β sont appelés *noyaux* β-stables. Les nombres de neutrons (N) et de protons (Z) contenus dans ces noyaux sont donnés par la formule (64.8) ou (64.8a). Ces formules ne donnent que les valeurs moyennes de N et Z contenus dans les noyaux β-stables, car sur la variation monotone prévue par ces formules viennent se superposer différentes *distorsions locales*. Pour $A \leqslant 40$ le nombre Z est près de deux fois plus petit que A, ce qui implique que dans ces noyaux les nombres de neutrons et

de protons sont à peu près égaux. Lorsque A est grand, par suite de la répulsion coulombienne mutuelle, le nombre de neutrons contenus dans le noyau devient supérieur au nombre de protons.

Sur la figure 120 où l'on a porté les nombres N et Z suivant les axes de coordonnées les noyaux β-stables sont représentés par de petits carrés en fonction de N et Z. Les carrés sombres représentent les noyaux dont la période de désintégration α est supérieure à 10^9 ans

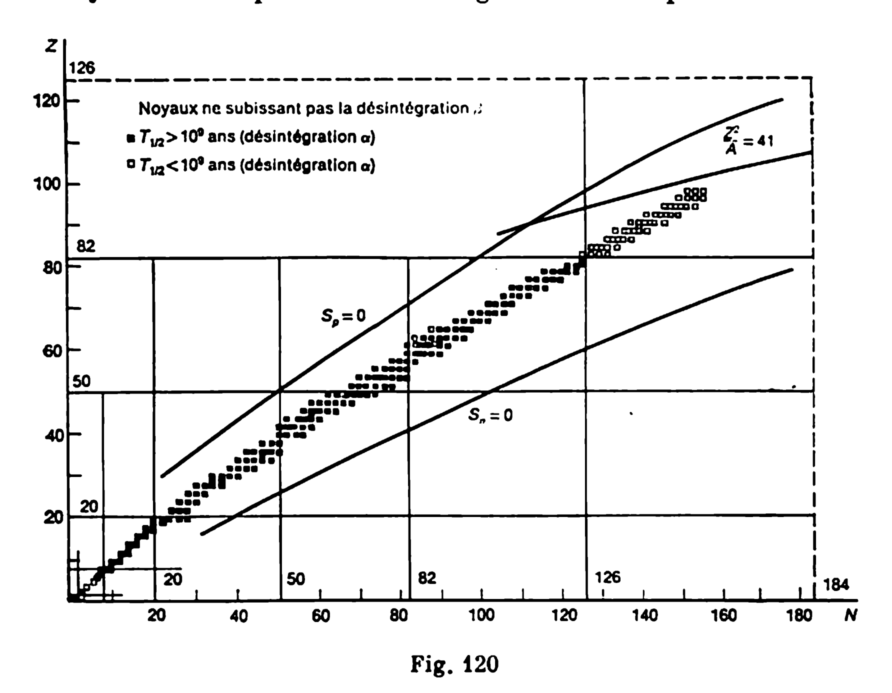


Fig. 120

et les carrés clairs, ceux dont la période est plus courte. Les noyaux contenant un excédent de neutrons ou de protons sont β-radioactifs. Le noyau se débarrasse de l'excédent de protons en émettant des *positons* et de l'excédent de neutrons en émettant des *électrons* (cf. § 74). Lorsque l'excédent de protons devient tellement important que l'énergie d'expulsion du proton devient nulle, le noyau ne peut pas subsister et se désintègre spontanément. La même chose s'observe dans le cas d'un excédent de neutrons. Sur la figure 120 les limites théoriques de l'existence des noyaux sont indiquées par les courbes C_p et C_n. Un calcul approché consistant à égaler à zéro les dérivées partielles par rapport à Z (avec N = const) et par rapport à N (avec Z = const) permet d'obtenir ces courbes. En ce qui concerne la courbe $Z^2/A = 41$ il en sera question au § 93 consacré à la fission des noyaux.

9. On peut représenter la dépendance de l'énergie de liaison en fonction du nombre N de neutrons et du nombre Z de protons en portant suivant les axes horizontaux les valeurs de N et Z et suivant l'axe vertical les valeurs de l'énergie de liaison $\mathscr{E}_l$. Comme les nombres N et Z sont entiers on obtient ainsi un ensemble fini de points figuratifs correspondant chacun à un certain noyau. La surface passant par ces points figuratifs est loin d'être lisse et présente des saillies. La situation rappelle celle qu'on obtiendrait en représentant la dépendance de l'énergie d'ionisation des atomes en fonction du numéro atomique des éléments. L'énergie d'ionisation varie par sauts lorsqu'on passe d'un élément au suivant, cette variation par sauts serait particulièrement grande chaque fois que l'atome suivant est un atome de gaz rare dont la couche électronique est complète et dont l'énergie d'ionisation est particulièrement grande. En physique nucléaire on observe un accroissement analogue de l'énergie de liaison par nucléon chaque fois qu'on passe d'un noyau ordinaire à un *noyau magique*. Cet effet est lié à la structure en couche du noyau (cf. § 78).

La variation la plus notable de l'énergie de liaison par nucléon s'observe lors de la variation de la *parité du noyau*. La variation de cette énergie est relativement faible lorsqu'on passe d'un noyau à un autre noyau de même parité. C'est la manifestation de l'*énergie d'appariement*. Grâce à l'existence de cette énergie la surface définie par $\mathscr{E}_l = \mathscr{E}_l\ (N,\ Z)$ se scinde nettement en trois surfaces. Tout en haut on trouve la surface correspondant aux noyaux pair-pair, tout en bas la surface des noyaux impair-impair et entre les deux la surface des noyaux à valeurs impaires de A correspondant aux noyaux pair-impair et impair-pair. Ces trois surfaces peuvent être assimilées en approximation à des surfaces lisses, par exemple à l'aide de la formule de Weizsäcker. Pour $Z \approx 10$ à 20 et $N \approx 10$ à 20 la distance entre ces surfaces est de 3 à 2 MeV environ puis décroît de façon monotone jusqu'à ≈ 1 MeV dans la région où se situent les noyaux les plus lourds ($Z \approx 100$, $N \sim 150$).

10. La figure 121 représente les résultats expérimentaux concernant la dépendance de l'énergie de liaison par nucléon en fonction du nombre de masse A pour les isobares les plus stables correspondant à toutes les valeurs paires de A. Il n'existe que cinq noyaux impair-impair stables; ce sont les noyaux légers ${}^2_1D$, ${}^6_3Li$, ${}^{10}_5Be$, ${}^{14}_7N$ et le noyau ${}^{50}_{23}V$. Ces noyaux ne sont pas représentés sur la figure 121, de même d'ailleurs que les noyaux aux valeurs impaires de A. On a exclu ainsi les corrections impair-pair dues à l'appariement des nucléons. La courbe régulière correspond à la formule semi-empirique de Weizsäcker (64.6). Si on ne tient pas compte des noyaux les plus légers, on voit que l'énergie de liaison par nucléon est *grosso modo* constante et égale à 8 MeV (voir sous-paragraphe 3 ci-dessus). L'énergie de liaison par nucléon atteint sa valeur maximale (8,8 MeV

environ) pour $A \approx 56$ (fer). On a déjà indiqué que la croissance de cette énergie se ralentit d'abord pour décroître ensuite; cela tient d'abord au rôle de l'énergie de surface puis à la répulsion coulombienne. L'examen de la courbe montre qu'il est énergétiquement pos-

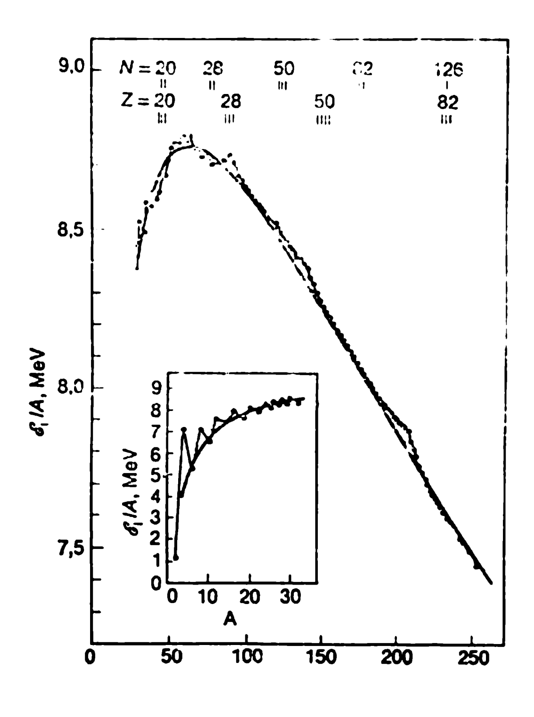


Fig. 121

sible d'obtenir une libération d'énergie nucléaire d'une part par *fusion* de noyaux légers et d'autre part par *fission* de noyaux lourds. Toute l'énergétique nucléaire découle de cette observation.

PROBLÈMES

1. Le défaut de masse de l'atome $^9_4$Be est égal à 11,3484 MeV. Calculer l'énergie de liaison du noyau $^9_4$Be dans le cas de sa fission en deux particules α $^4_2$He et un neutron.

S o l u t i o n. En utilisant les valeurs des défauts de masse du neutron et de l'atome $^4_2$He, données dans le texte, l'énergie de liaison cherchée est donnée par

$$\mathscr{E}_l = 2\Delta\,(2,4) + \Delta_n - \Delta\,(4,9) = 2\cdot 2{,}42485 +$$
$$+ 8{,}07162 - 11{,}3484 = 1{,}5729 \text{ MeV}.$$

L'énergie de liaison par rapport à la fission du noyau ${}^{9}_{4}$Be en deux particules α et un neutron étant petite, on peut en extraire un neutron en bombardant ce noyau avec des particules α. C'est ainsi que fut découvert le neutron (cf. § 92).

2. Utilisant les défauts de masse

$$\Delta(1,2) = 13,13627 \text{ MeV}, \quad \Delta(1,3) = 14,95038 \text{ MeV},$$
$$\Delta(2,3) = 14,93173 \text{ MeV},$$

ainsi que les défauts de masse donnés dans le texte, calculer l'énergie Q libérée dans les réactions thermonucléaires suivantes:

1) ${}^{2}_{1}\text{D} + {}^{2}_{1}\text{D} \to {}^{1}_{1}p + {}^{3}_{1}\text{T}$,
2) ${}^{2}_{1}\text{D} + {}^{2}_{1}\text{D} \to {}^{1}_{0}n + {}^{3}_{2}\text{He}$,
3) ${}^{2}_{1}\text{D} + {}^{3}_{1}\text{T} \to {}^{1}_{0}n + {}^{4}_{2}\text{He}$,
4) ${}^{3}_{2}\text{He} + {}^{2}_{1}\text{D} \to {}^{4}_{2}\text{He} + {}^{1}_{1}p$.

En négligeant l'énergie cinétique qu'avaient les particules avant réaction, calculer la part d'énergie qu'emporte chacune des particules après réaction.

Réponse. 1) $Q = 2\Delta(1,2) - \Delta(1,1) - \Delta(1,3) = 4,03$ MeV. Le proton emporte 3,025 MeV et le tritium 1,008 MeV.

2) $Q = 3,27$ MeV. Le neutron emporte 2,453 MeV et l'hélium ${}^{3}_{2}$He 0,817 MeV.

3) $Q = 17,59$ MeV. Le neutron emporte 14,07 MeV, l'hélium ${}^{4}_{2}$He 3,52 MeV.

4) $Q = 18,35$ MeV. Le proton emporte 14,68 MeV et l'hélium ${}^{4}_{2}$He 3,67 MeV.

3. Le noyau d'uranium ${}^{238}_{92}$U se désintègre en deux fragments de masses approximativement égales se situant au centre du tableau périodique des éléments chimiques. Calculer de façon approchée l'énergie cinétique libérée dans ce processus en utilisant la courbe représentée sur la figure 121.

Solution. Après fission le nombre total (238) de nucléons reste inchangé. D'après la figure 121, avant fission l'énergie moyenne d'un nucléon était égale à $\approx -7,6$ MeV et après fission elle est devenue égale à $\approx -8,5$ MeV. Cela signifie que la fission libère une énergie cinétique égale à $-238 \cdot 7,6 - (-238 \times \times 8,5) \approx 200$ MeV.

4. Le noyau d'uranium ${}^{238}_{92}$U se scinde en deux fragments identiques. Calculer à l'aide de la formule (64.6) l'énergie cinétique totale que posséderaient les deux fragments s'ils n'étaient soumis qu'aux forces de répulsion coulombiennes.

Réponse. $\mathscr{E}_{\text{cin}} = C_{\text{coul}}\left\{Z^2A^{-1/3} - 2\left(\frac{Z}{2}\right)^2\left(\frac{A}{2}\right)^{-1/3}\right\} = C_{\text{coul}}Z^2A^{-1/3} \times \times (1 - 2^{-2/3}) = 0,370\, C_{\text{coul}}Z^2A^{-1/3} \approx 360$ MeV. L'énergie cinétique calculée est dans ce cas plus grande que dans le problème précédent; cela tient à ce que toutes les forces autres que les forces de répulsion coulombiennes cherchent à retenir ensemble les fragments et produisent donc un travail négatif.

5. Prouver que les isotopes ^{5}Li et ^{8}Be sont instables, car cela expliquera l'absence de nombres de masse égaux à 5 et à 8 parmi les isotopes stables. Les défauts de masse des atomes ^{5}Li et ^{8}Be sont respectivement égaux à 11,680 MeV et 4,9418 MeV.

§ 65. Dimensions des noyaux

1. On ne peut parler des dimensions des noyaux de façon aussi concrète et univoque que dans le cas des corps macroscopiques. Ce sont les dimensions des noyaux lourds qu'on arrive à caractériser le plus nettement. Les méthodes de détermination des dimensions des noyaux peuvent être divisées en deux groupes. Le premier comporte les méthodes de détection de la substance nucléaire, utilisant les phénomènes déterminés par les forces nucléaires (interactions

dites fortes). Les méthodes du second groupe se fondent sur les interactions électromagnétiques et déterminent la distribution des charges électriques dans les noyaux. Les méthodes de ces deux groupes fournissent des résultats quelque peu différents. Dans les études précises il importe d'indiquer ce qu'on entend par dimensions du noyau et à l'aide de quelles méthodes on les a déterminées. Les divergences entre les résultats des mesures des dimensions obtenues par différentes méthodes ne sont pas très importantes. Lorsque la précision exigée des mesures n'est pas très grande, on peut parler de dimensions du noyau sans préciser de quoi il s'agit exactement.

En posant que le noyau a une forme sphérique, toutes les méthodes de détermination de son rayon conduisent à la formule

$$R = r_0 A^{1/3}. \qquad (65.1)$$

Dans le cas de noyaux lourds les différentes méthodes de mesure fournissent des valeurs de r_0 quelque peu différentes qui sont comprises cependant dans les limites

$$r_0 = (1{,}2 \text{ à } 1{,}5)\cdot 10^{-13} \text{ cm}. \qquad (65.2)$$

On notera qu'en physique nucléaire et en physique des particules élémentaires il est commode de prendre pour unité de longueur le *fermi* (symbole f) qui est égal à 10^{-13} cm et pour unité de section efficace le *barn* (symbole b) (10^{-24} cm^2).

La vitesse caractéristique des particules α émises par les noyaux radioactifs est $\sim 10^9$ cm/s. Le temps nécessaire pour que la particule α parcourt le diamètre du noyau est de l'ordre de $T_{\text{nuc}} \approx 10^{-13} : 10^9 \approx$ $\approx 10^{-22}$ s. Les intervalles de temps de l'ordre de 10^{-23} à 10^{-24} s sont appelés *temps nucléaire*.

Dans ce qui suit on décrit quelques méthodes de détermination de R et r_0.

2. La limite supérieure du rayon du noyau peut être déduite, quoique assez grossièrement, des résultats de l'expérience de Rutherford sur la diffusion des particules α par les noyaux atomiques (cf. § 9). Soient p l'impulsion de la particule α, m sa masse et $\mathscr{E}_{\text{cin}} =$ $= p^2/2m$ son énergie cinétique. Comme l'impulsion se conserve lors des chocs et comme on peut poser qu'avant le choc le noyau est immobile, après le choc l'énergie cinétique liée au mouvement du centre de masse du système sera égale à $p^2/2\,(M + m)$, où M est la masse du noyau. Dans le cas de noyaux lourds on peut négliger cette quantité, ce qui revient à poser que l'énergie cinétique des particules α ne varie pas à la suite de leur collision avec les noyaux lourds. Dans ce cas le rapprochement maximal entre la particule α et le noyau se laisse déduire de la formule $\mathscr{E}_{\text{cin}} = 2Ze^2/R$, R étant la distance entre les centres des deux particules à l'instant de leur rapprochement maximal. Pour faciliter des calculs numériques on écrit l'énergie cinétique sous la forme $\mathscr{E}_{\text{cin}} = (2e)\,V$, où $2e$ est la charge de la

particule α et V le potentiel accélérateur correspondant à l'énergie $\mathscr{E}_{\text{cin}}$. On a alors $R = Ze/V$. Pour l'or $Z = 79$, le « potentiel accélérateur » des particules α est $V = 5$ MV $= 5/3 \cdot 10^4$ CGSE. On trouve alors

$$R = \frac{79 \cdot 4{,}8 \cdot 10^{-10}}{5/3 \cdot 10^4} = 2{,}3 \cdot 10^{-12} \text{ cm.}$$

Etant donné que pour l'énergie $\mathscr{E}_{\text{cin}} = 5$ MeV (et même davantage) les résultats expérimentaux sont en bon accord avec la formule théorique de Rutherford, on en conclut, premièrement, que la somme des rayons du noyau et de la particule α est en tout cas inférieure à $2 \cdot 10^{-12}$ cm, et deuxièmement, qu'à la distance de $2 \cdot 10^{-12}$ cm l'interaction entre la particule α et le noyau est purement électrique et *vérifie la loi de Coulomb.*

3. On peut évaluer le rayon des noyaux à l'aide de la formule semi-empirique de Weizsäcker (64.6). Le troisième terme de cette formule $-C_{\text{coul}} Z^2 A^{-1/3}$ tient compte de la répulsion coulombienne mutuelle des protons dans le noyau. En supposant que la charge électrique du noyau est uniformément répartie dans son volume, l'énergie électrostatique du noyau sera égale à $^3/_5\ Z^2e^2/R$. Cette quantité doit donc être égale à $C_{\text{coul}} Z^2 A^{-1/3}$. Si l'on représente la constante C_{coul} sous la forme $C_{\text{coul}} = eV_{\text{coul}}$, où, selon (64.7), $V_{\text{coul}} = 0{,}71$ MV $= 2370$ CGSE. On en tire

$$R = r_0 A^{1/3} = {}^3/_5\, eA^{1/3}/V_{\text{coul}},$$

de sorte que

$$r_0 = \frac{3}{5} \frac{e}{V_{\text{coul}}} = \frac{3}{5} \frac{4{,}8 \cdot 10^{-10}}{2370} = 1{,}22 \cdot 10^{-13} \text{ cm.}$$

Les raisonnements utilisés témoignent que cette méthode permet de trouver le « rayon de charge » du noyau, i.e. le rayon déterminé par l'interaction des charges électriques. Remarquons que la distribution continue et uniforme de la charge électrique du noyau, qui a été utilisée pour faire le calcul, doit être considérée non comme une hypothèse mais comme la *définition exacte* de ce qu'on doit entendre par « rayon de charge » du noyau.

Cette méthode s'applique particulièrement bien à deux noyaux miroirs dont l'un se transforme à la suite d'une désintégration β en l'autre. Supposons qu'il s'agit d'une désintégration β^+ (désintégration positonique). Soient Z et $A - Z$ les nombres de protons et de neutrons contenus dans le noyau initial. Après la désintégration β^+ le noyau initial se transforme en un noyau miroir contenant $Z - 1$ protons et $A - Z + 1 = Z$ neutrons. De cette dernière relation on tire que pour le noyau initial $A - 2Z = -1$ et pour le noyau miroir $A - 2(Z - 1) = +1$. Il s'ensuit que le quatrième terme de la formule (64.6) sera le même pour ces deux noyaux miroirs et que le dernier terme de cette même formule sera nul dans les deux

cas puisque à la suite d'une désintégration β le nombre de masse A ne varie pas et que ce nombre est impair, comme nous venons de le voir. Ainsi les énergies de liaison des deux noyaux miroirs ne diffèrent que par la valeur du troisième terme de la formule de Weizsäcker. Par conséquent la différence entre les énergies de liaison des noyaux final et initial est donnée par l'expression

$$\Delta\mathcal{E}_l = -C_{\text{coul}}(Z-1)^2 A^{-1/3} + C_{\text{coul}} Z^2 A^{-1/3} = \\ = C_{\text{coul}} A^{-1/3}(2Z-1) = C_{\text{coul}} A^{2/3}.$$

Ayant mesuré $\Delta\,\mathcal{E}_l$ et connaissant A on en déduit C_{coul} et ensuite on trouve R par la méthode décrite plus haut. Bien entendu, ce raisonnement s'applique aussi bien au cas de la désintégration β^- (désintégration électronique).

4. On peut déterminer les dimensions nucléaires en étudiant la diffusion des neutrons, des électrons et d'autres particules élémentaires par les noyaux. Pour que la diffusion soit notable il faut que la longueur de l'onde de de Broglie λ de la particule diffusée soit du même ordre de grandeur ou inférieure au diamètre du noyau. Formulons cette condition en termes de l'énergie des particules incidentes en s'appuyant sur la formule $\lambda = h/p$. On peut considérer que les neutrons ne sont pas relativistes et utiliser la formule $\mathcal{E}_{\text{cin}} = p^2/2m$. A l'aide de ces deux formules on trouve

$$\mathcal{E}_{\text{cin}} = \frac{h^2}{2m\lambda^2} = \frac{(hc)^2}{2\,(mc^2)\,\lambda^2}.$$

Comme pour le neutron $mc^2 = 939{,}6$ MeV et $hc = 1{,}2399\cdot10^{-10}$ MeV × × cm on trouve

$$\mathcal{E}_{\text{cin}} = \frac{8{,}18}{\lambda^2}\cdot10^{-24}\ \text{MeV}.$$

Pour une particule ultrarelativiste, un électron rapide par exemple, on a $\mathcal{E} \approx \mathcal{E}_{\text{cin}} = h\nu$, i.e.

$$\mathcal{E}_{\text{cin}} = \frac{hc}{\lambda} = \frac{1{,}2399}{\lambda\ \text{cm}}\cdot10^{-10}\ \text{MeV}.$$

Si l'on pose $\lambda = 2\cdot10^{-12}$ cm on trouve pour les neutrons $\mathcal{E}_{\text{cin}} \sim$ ~ 2 MeV et pour les électrons ultrarelativistes $\mathcal{E}_{\text{cin}} \sim 60$ MeV. Par conséquent l'énergie cinétique des neutrons doit être supérieure à 5 MeV et celle des électrons rapides doit être supérieure à 100 MeV.

5. Pour procéder à une description quantitative on doit faire appel à la notion de *section efficace du noyau*. Rappelons cette notion. On introduit la notion de section efficace pour caractériser l'affaiblissement d'un pinceau cylindrique de particules résultant d'un processus quelconque. On envisage par exemple la section efficace de

diffusion élastique ou inélastique d'un atome, la section de diffusion totale des atomes, etc. Ici on considérera l'affaiblissement total d'un pinceau cylindrique de neutrons, d'électrons ou d'autres particules élémentaires résultant de leur diffusion sur les noyaux atomiques. On peut concrétiser l'action exercée par un noyau en l'assimilant à une surface imperméable d'aire σ qui, étant disposée perpendiculairement au pinceau incident, provoque l'élimination du pinceau des particules tombant sur cette surface. L'aire σ est ce qu'on appelle *section efficace* (ou section tout court) d'un noyau. Considérons une couche plan-parallèle d'épaisseur dx et d'aire S disposée perpendiculairement au pinceau de particules incidentes dans laquelle les noyaux diffuseurs sont distribués de façon uniforme. Cette couche contient $Sndx$ noyaux et autant d'aires σ, n étant le nombre de noyaux contenus dans l'unité de volume. L'aire totale des surfaces élémentaires est égale à $Sn\sigma dx$; en supposant dx petit, on posera que les aires ne se superposent nulle part. La fraction relative $-dN/N$ de particules quittant le pinceau cylindrique lors de la traversée de la couche considérée sera égale à $Sn\sigma\, dx/S = n\sigma\, dx$. Ainsi

$$\frac{dN}{N} = -n\sigma\, dx, \tag{65.3}$$

d'où

$$N = N_0 e^{-n\sigma x}. \tag{65.4}$$

En mesurant l'affaiblissement du flux de N particules résultant de leur diffusion sur les noyaux on calcule la section efficace σ du noyau.

6. Voyons la relation qui existe entre la section efficace totale σ et les dimensions d'un noyau lorsque celui-ci est bombardé par un faisceau de neutrons, par exemple. Le résultat dépend, bien évidemment, de l'énergie des neutrons et de la structure du noyau. Le modèle le plus simple est celui du noyau opaque. Pour que le modèle puisse s'appliquer il faut que l'énergie des neutrons incidents ne soit pas très grande, sinon (pour une énergie $\gg$ 100 MeV) le noyau serait partiellement transparent, i.e. n'absorbera pas tous les neutrons incidents. Mais il faut que l'énergie des neutrons soit suffisamment grande pour que la longueur de l'onde de de Broglie des neutrons soit notablement inférieure au diamètre $2R$ du noyau. A ces deux conditions satisfont les neutrons rapides ayant une énergie de $\sim$20 MeV ; le noyau peut alors absorber et diffuser les ondes de de Broglie comme le ferait un écran noir. Pour les petites longueurs d'onde on peut utiliser à proximité du noyau les lois de l'optique géométrique ; il s'ensuit que la section efficace d'absorption sera alors égale à la section géométrique du noyau πR^2. Or le faisceau incident s'appauvrit en neutrons non seulement par suite de leur absorption par les noyaux mais parce qu'ils diffusent de tous côtés *par diffraction*. Dans le cas des courtes longueurs d'onde la diffraction sera de

type Fraunhofer, car la condition de sa validité $x \gg \frac{(2R)^2}{\lambda} \sim \sim \frac{(2\cdot 10^{-12})^2}{0,5\cdot 10^{-12}} \sim 8\cdot 10^{-12}$ cm, où x est la distance entre le noyau et le point d'observation, est toujours vérifiée pour les neutrons rapides. Or dans le cas d'une diffraction Fraunhofer un écran noir diffuse autant de neutrons qu'il en absorbe. On le démontre exactement comme en optique (voir t. IV, § 41, problèmes). On peut donc écrire que pour le modèle considéré la section efficace totale du noyau est égale à

$$\sigma = 2\pi R^2. \tag{65.5}$$

Ayant mesuré σ, cette formule permet de calculer R. A la suite d'expériences avec les neutrons rapides ($\mathscr{E}_n \sim 15$ à 25 MeV) on a trouvé $r_0 = 1,4\cdot 10^{-13}$ cm, tandis que l'utilisation de neutrons encore plus rapides ($\mathscr{E}_n \sim 100$ et $\mathscr{E}_n \sim 1000$ MeV) a conduit à la valeur $r_0 = 1,37\cdot 10^{-13}$ cm et $r_0 = 1,28\cdot 10^{-13}$ cm. Ces derniers résultats indiquent que les noyaux deviennent semi-transparents pour les neutrons très rapides.

7. Les mesures les plus précises des dimensions des noyaux sont celles où l'on observe la diffusion d'électrons rapides sur les noyaux. Il a été indiqué au sous-paragraphe 4 que lorsque l'énergie des électrons est $\sim$100 MeV la longueur de leur onde de de Broglie devient comparable aux dimensions des noyaux. Pour ces longueurs d'onde la diffraction des électrons par les noyaux doit être nettement observable. Connaissant la distribution angulaire d'électrons rapides ayant subi une diffusion élastique sur les noyaux, on peut se faire une idée des dimensions de ces derniers. Dans les premières expériences on a utilisé des électrons accélérés par un synchrotron jusqu'à plusieurs dizaines de MeV. Dans les expériences plus précises de Hofstadter (né en 1915) celui-ci utilisa des électrons ayant une énergie de plusieurs centaines de MeV. En supposant que la charge électrique est uniformément répartie dans le noyau, le dépouillement des résultats de mesure a fourni le résultat suivant : $r_0 = (1,2$ à $1,3)\cdot 10^{-13}$ cm.

La haute précision des expériences de diffusion d'électrons rapides ($\mathscr{E} > 500$ MeV) sur les noyaux a permis de prouver que la charge électrique n'est pas répartie uniformément dans les noyaux. Les résultats expérimentaux s'accordent au mieux avec l'hypothèse que pour les noyaux lourds la densité de charge électrique est maximale au centre du noyau et décroît de façon monotone vers sa périphérie selon la formule

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 + \exp\frac{r - R_0}{\delta}}, \tag{65.6}$$

où R_0 est la distance depuis le centre du noyau sur laquelle la densité de charge décroît de deux fois et la quantité $\delta \approx 0{,}55 \cdot 10^{-13}$ cm, qui est donc la même pour tous les noyaux. Pour tous les noyaux étudiés $R_0 = 1{,}08 \cdot 10^{-13}\ A^{1/3}$ cm.

8. En 1938, on a découvert dans les rayons cosmiques des particules instables ayant une durée de vie de $2{,}10 \cdot 10^{-6}$ s qu'on appelle muons. On connaît des muons positifs et négatifs. Les propriétés du muon négatif sont analogues à celles de l'électron et ces particules ne se distinguent l'une de l'autre que par la masse. Lorsque le muon est ralenti par une substance jusqu'à une certaine vitesse, le muon négatif peut être capté par un atome où il se substitue à l'un de ses électrons. On obtient ainsi un *atome mésique*. Comme la masse du muon est 207 fois plus grande que celle de l'électron, le rayon de Bohr du muon est autant de fois plus petit que celui de l'électron; ce rayon est égal à $r_{\mu B} = \hbar^2/(Z\mu e^2)$, μ étant la masse du muon. Pour le plomb ($Z = 82$), par exemple, on trouve $r_{\mu B} = 3{,}11 \cdot 10^{-13}$ cm. Ce résultat montre que le muon peut se trouver à très petite distance du noyau. Avec $Z \approx 30$ l'orbite de Bohr du méson μ^- se situe à l'intérieur du noyau. Lorsque le muon passe d'un niveau d'énergie à un autre, on assiste à l'émission des rayons X durs. Leur énergie peut être mesurée ou calculée théoriquement. Les résultats des calculs dépendent fortement des dimensions postulées pour les noyaux et peuvent donc être utilisés pour leur estimation. On obtient des résultats particulièrement précis avec les noyaux lourds, puisque dans ce cas le muon peut se trouver à très petite distance du noyau. Avec le plomb on trouve $r_0 = 1{,}17 \cdot 10^{-13}$ cm.

9. Les rayons des noyaux radioactifs se désintégrant avec émission de rayons α peuvent être déterminés en se fondant sur leur durée de vie par rapport à ce type de désintégration. Cette méthode sera décrite dans le § 73, 11.

10. Avant la découverte du neutron le modèle de noyau unanimement reconnu était le modèle de noyau composé de A protons et de C électrons, de sorte que le nombre de charge $Z = A - C$. Les petites dimensions du noyau constituent un argument important contre ce modèle. Considérons un noyau ayant, par exemple, un rayon $R = 3 \cdot 10^{-13}$ cm, i.e. un diamètre $2R = 6 \cdot 10^{-13}$ cm. Si une particule (proton, neutron, électron) se trouvait dans le noyau, l'impulsion p qu'elle y possédait serait donnée par l'équation d'estimation

$$p = h/(2R) \approx 1{,}1 \cdot 10^{-14}\ \text{g} \cdot \text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$$

et l'énergie de l'électron calculée d'après la formule relativiste $\mathcal{E} = pc$ y serait égale à $\approx 3{,}3 \cdot 10^{-4}$ erg ≈ 200 MeV. L'énergie des électrons dans d'autres noyaux serait du même ordre de grandeur. Parmi les noyaux créés artificiellement on trouve des noyaux-émetteurs de particules β de tous les nombres atomiques (à l'exclusion du

proton). Il est peu probable que l'énergie d'un électron β éjecté hors du noyau soit notablement différente de l'énergie qu'il possédait dans le noyau. Dans les désintégrations β on n'observe jamais d'électrons ayant des énergies supérieures à $\sim$100 MeV. Ce résultat est en contradiction avec le modèle proton-électron. Les électrons qui apparaissent lors des désintégrations β ne préexistent pas dans le noyau et se forment lors de ce processus.

La situation est différente dans le cas des protons et des neutrons. On peut évaluer l'énergie de chacune de ces particules à l'aide de la formule non relativiste $\mathscr{E} = p^2/(2m)$, m étant la masse du proton ou du neutron. En y portant les valeurs numériques correspondantes on trouve $\mathscr{E} \approx 10^{-5}$ erg $\approx$ 6 MeV. C'est un résultat raisonnable puisque l'énergie de liaison moyenne par nucléon dans le noyau est $\approx$ 8 MeV. Cela montre que les protons et les neutrons peuvent se trouver dans les noyaux et en sont réellement des constituants.

Les objections qu'on a faites au sujet de la présence des électrons dans les noyaux ne concernent pas les particules ayant des masses égales à quelques dixièmes de la masse d'un nucléon, par exemple les mésons π ou les quarks.

Des expériences récentes concernant la diffusion fortement inélastique des muons par les noyaux (concernant donc la diffusion donnant lieu à une variation importante de l'impulsion du muon et à la création de particules secondaires) témoignent que les noyaux peuvent contenir des *associations de quarks* plus lourdes que les nucléons.

§ 66. Spin du noyau et structure hyperfine des raies spectrales

1. L'existence du spin, i.e. d'un moment cinétique intrinsèque du noyau, et d'un moment magnétique lié à ce spin fut postulée par Pauli en 1924 pour expliquer la *structure* dite *hyperfine des raies spectrales*. Les études spectroscopiques de ce phénomène fournirent une première confirmation de la justesse de cette hypothèse de Pauli.

Nous avons montré au § 40 que la *structure fine*, i.e. la multiplicité des raies spectrales, trouve son explication dans l'interaction spin-orbite des électrons, plus exactement dans l'interaction des moments magnétiques orbitaux de la couche électronique d'un atome avec ses moments magnétiques de spin. Dans le cas des métaux alcalins ne possédant qu'un seul électron de valence la structure multiplète est simple : les raies spectrales sont des *doublets*. Pour assurer la séparation des doublets dans le spectre du lithium, il faut utiliser des instruments à grand pouvoir de résolution (grands réseaux de diffraction, spectroscopes interférentiels). Chez les autres métaux alcalins les doublets se laissent séparer même à l'aide des spectroscopes à prismes. Pour le sodium la distance entre les composantes du doublet de la tête (D_1, D_2) est égale à 0,6 nm et dans le cas du

césium cette distance atteint 42 nm. Dans ce dernier cas, à première vue, il ne semble pas qu'on ait affaire à une « structure fine». Ce n'est qu'à l'aide de certains indices supplémentaires qu'on arrive à démontrer que les deux raies du césium représentent le doublet d'une même série spectrale et non pas des raies isolées appartenant à des séries spectrales distinctes.

On s'aperçut ensuite que les composantes de la structure fine peuvent subir un nouvel éclatement qui ne peut plus être expliqué par l'interaction spin-orbite des électrons de la couche électronique de l'atome. C'est cette décomposition qui fut appelée structure hyperfine.

La structure hyperfine des spectres optiques a été découverte en 1891 par Michelson à l'aide de son interféromètre. Par la suite Fabry et Pérot, puis Lummer (1860-1925) et Gehrcke (1878-1960) utilisèrent les interféromètres qu'ils inventèrent et poursuivirent l'étude de ce phénomène. Ils constatèrent que certaines raies spectrales comportaient plusieurs composantes (parfois 10 et plus) très rapprochées, distantes de 0,01 à 0,02 nm. Vers 1910, on disposait déjà de nombreux résultats expérimentaux qui ne purent être expliqués qu'après que Bohr eut élaboré sa théorie quantique et que Pauli eut avancé son hypothèse.

La découverte de la structure hyperfine des composantes du doublet jaune (raie D) du sodium, qui fut faite indépendamment d'une part par A. Térénine (1896-1967) et L. Dobretsov, et d'autre part par Schüler, contribua grandement à l'élucidation de la nature de ce phénomène. Ils démontrèrent que chacune des composantes (D_1, D_2) du doublet du sodium est elle-même un doublet dont les composantes sont distantes de 0,002 nm, soit près de 300 fois plus rapprochées que les raies D_1 et D_2 (0,6 nm). Une telle structure ne peut être résolue qu'avec des appareils spectraux ayant un pouvoir de séparation d'au moins 300 000. Les études ultérieures des structures hyperfines exigèrent la mise en œuvre d'appareils spectraux ayant un pouvoir de séparation de plusieurs millions, ce qui implique l'utilisation d'appareils interférentiels.

Les premières déterminations des spins et des moments magnétiques des noyaux se fondèrent initialement sur l'étude de la structure hyperfine des raies spectrales. La précision de cette méthode est médiocre et elle est obsolète. Toutes les données précises concernant les spins et les moments magnétiques des noyaux dont on dispose aujourd'hui ont été obtenues par la méthode de la *résonance magnétique nucléaire* (cf. § 42). Mais nous décrirons aussi et en détail la méthode fondée sur l'existence de la structure hyperfine, car ce phénomène présente un intérêt propre indéniable.

2. L'étude expérimentale de la structure hyperfine est une tâche fort ardue. Le pouvoir séparateur de l'interféromètre Fabry-Pérot, qui est l'appareil spectral interférentiel le plus largement utilisé,

suffit largement pour assurer la séparation des composantes de la structure hyperfine. La principale difficulté réside en ce que la distance entre les composantes de la structure hyperfine de la raie spectrale étudiée est inférieure à la *largeur de la raie*. La largeur naturelle d'une raie spectrale qui est déterminée par l'amortissement ou l'arrêt des vibrations est de l'ordre de quelques dix-millièmes de nanomètre, donc d'un ordre de grandeur inférieure à l'éclatement hyperfin. Mais à la largeur naturelle des raies vient s'ajouter l'*élargissement Doppler* qui, même à basse température, élargit la raie d'au moins dix fois et s'oppose donc à la séparation des composantes de la structure hyperfine (cf. t. IV, § 89). Par exemple, pour assurer la séparation des composantes de la structure hyperfine des raies D du sodium on devrait refroidir la source lumineuse jusqu'à 5 K environ, ce qui est irréalisable. Pour surmonter ces difficultés Térénine et Dobretsov utilisèrent en qualité de source lumineuse un pinceau d'atomes excités se déplaçant dans une certaine direction. La variation de fréquence résultant de l'effet Doppler

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{v}{c}\cos\vartheta \qquad (66.1)$$

dépend de l'angle que fait le vecteur vitesse de l'atome avec la direction d'observation. Si l'on observe à l'angle droit $\vartheta = 90°$ un faisceau cylindrique d'atomes excités, l'élargissement Doppler ne se manifeste pas. En fait tout faisceau atomique présente toujours une certaine divergence, mais par une disposition adéquate des fentes on arrive à diminuer de 10 à 30 fois la « vitesse effective » $v\cos\vartheta$ par rapport à la vitesse v. On assure ainsi la diminution requise de l'élargissement Doppler. Térénine et Dobretsov éclairaient latéralement le faisceau d'atomes avec la lumière de la raie de résonance D du sodium. Par absorption de cette lumière les atomes passaient à l'état excité, ce qui se traduisait par une émission lumineuse. L'intensité lumineuse sera plus forte si l'on excite les atomes à l'aide de chocs électroniques. Le bombardement électronique est admissible car, en raison de la faible masse des électrons, leurs impulsions sont si petites que sous l'influence des chocs non élastiques avec les atomes du faisceau ne modifient pratiquement pas la direction de leur mouvement.

3. L'hypothèse de Pauli, dont il a été question plus haut, se fonde sur l'idée que la structure hyperfine des raies spectrales résulte de l'interaction du moment magnétique du noyau avec le champ magnétique créé par la couche électronique (i.e. par les moments orbital et de spin des électrons). En outre le noyau peut posséder un moment quadrupolaire électrique ainsi que des multiplets électriques et magnétiques d'ordres plus élevés qui tous interagissent avec la couche électronique. Cette hypothèse a été entièrement confirmée. Le rôle principal revient au *moment dipolaire magnétique* du noyau

μ_{noy}. L'interaction de ce moment magnétique avec le champ magnétique créé par l'ensemble des électrons de l'atome provoque l'éclatement des niveaux d'énergie de l'atome et c'est ce qui détermine pour l'essentiel l'apparition de la structure hyperfine des niveaux d'énergie et des raies spectrales. Dans certains cas, pour arriver à un accord complet entre théorie et expérience, il faut tenir compte du *moment quadrupolaire électrique*, mais nous ne le ferons pas ici.

Selon l'hypothèse de Pauli le noyau possède aussi un *moment mécanique propre* $\boldsymbol{I}$ qui est la résultante des moments de spin et orbitaux des protons et des neutrons constituant le noyau atomique. La grandeur $\boldsymbol{I}$ est appelée *moment mécanique de spin du noyau*. Ce moment est quantifié conformément aux règles générales de quantification (cf. § 31). Si l'on adopte pour unité de moment mécanique la constante de Planck $\hbar$, ses projections sur une direction donnée (déterminée par le champ magnétique extérieur) ne peuvent prendre que les valeurs discrètes suivantes: 0, $\pm 1/2$, ± 1, $\pm 3/2$, . . . On désigne par I la valeur maximale de cette projection et on l'appelle *spin du noyau*. On ne doit surtout pas le confondre avec la longueur $|\boldsymbol{I}|$ du vecteur $\boldsymbol{I}$. La longueur totale du vecteur $\boldsymbol{I}$ est déterminée par la règle de quantification du carré du moment cinétique

$$\boldsymbol{I}^2 = I\,(I+1). \tag{66.2}$$

Par exemple, le spin du proton est égal à 1/2 tandis que la longueur du vecteur spin du proton (en unités $\hbar$) est égale à $\sqrt{1/2\,(1/2+1)} = \sqrt{3}/2$. Lorsqu'on parlera du spin du noyau (ou de n'importe quelle autre particule) on aura toujours en vue la *valeur maximale* que peut prendre la projection du vecteur $\boldsymbol{I}$ sur la direction choisie. Telle est la tradition qui s'est imposée en Physique. Le risque de confusion des grandeurs I et $|\boldsymbol{I}|$ est minime si l'on applique à bon escient les règles de quantification du moment cinétique utilisées en mécanique quantique. Rappelons que la notion de spin a été introduite avant que se constitue la mécanique quantique et était empreinte par les conceptions de la théorie de Bohr où la longueur du vecteur moment cinétique s'identifiait avec la valeur maximale de sa projection. La différence entre I et $|\boldsymbol{I}|$ est due à ce que le vecteur $\boldsymbol{I}$ possède une composante transversale orthogonale à la direction choisie; la longueur de cette composante est bien déterminée mais sa direction est indéterminée (à l'exclusion du cas où $\boldsymbol{I} = 0$ et les trois composantes du vecteur $\boldsymbol{I}$ sont nulles).

Le moment dipolaire magnétique du noyau est lié à son moment de spin par la relation

$$\mu_{noy} = g_{noy}\boldsymbol{I}, \tag{66.3}$$

où g_{noy} est un scalaire appelé *rapport gyromagnétique nucléaire*. La petitesse de la décomposition hyperfine des raies spectrales conduit à la conclusion que d'après l'ordre de grandeur les moments

magnétiques des noyaux sont près de 1000 fois plus petits que le moment magnétique de l'électron, i.e. le magnéton de Bohr μ_B. L'unité de mesure naturelle du moment magnétique nucléaire est le *magnéton nucléaire* défini par la relation

$$\mu_N = e\hbar/(2m_p c) = 3{,}1524915(53)\cdot 10^{-18}\ \text{MeV/G}. \qquad (66.4)$$

Cette relation est semblable à celle qui sert à définir le magnéton de Bohr μ_B, mais à la place de la masse de l'électron on y trouve la masse du proton, de sorte que

$$\frac{\mu_N}{\mu_B} = \frac{m_e}{m_p} \approx 1836.$$

4. Pour rendre plus concrète l'explication de l'apparition de la structure hyperfine, on utilisera un modèle vectoriel en tout point analogue à celui que nous avons utilisé dans les §§ 40 et 41 pour expliquer la structure fine et l'effet Zeeman. En raison de la petitesse du moment magnétique nucléaire, son influence sur la couche électronique de l'atome ne détruit pas le lien entre son moment orbital $\boldsymbol{L}$ et son moment de spin $\boldsymbol{S}$. Ces moments s'additionnent en donnant le moment cinétique $\boldsymbol{J} = \boldsymbol{L} + \boldsymbol{S}$ de la couche électronique. De même le moment cinétique de spin $\boldsymbol{I}$ du noyau forme avec le moment $\boldsymbol{J}$ le moment cinétique total $\boldsymbol{F} = \boldsymbol{I} + \boldsymbol{J}$ de l'atome. Tant que l'atome n'est soumis à aucune action extérieure, toutes les variations des vecteurs $\boldsymbol{F}$, $\boldsymbol{I}$, $\boldsymbol{J}$ dans le temps se réduisent aux précessions de ces vecteurs lors desquelles les longueurs de chacun de ces vecteurs restent constantes. Le vecteur $\boldsymbol{F}$ reste constant en module et en direction, tandis que les vecteurs $\boldsymbol{I}$ et $\boldsymbol{J}$ précessionnent autour du vecteur $\boldsymbol{F}$ avec la même vitesse angulaire (puisque les vecteurs $\boldsymbol{F}$, $\boldsymbol{I}$, $\boldsymbol{J}$ sont contenus à tout instant dans un même plan). En présence d'un champ magnétique extérieur (par rapport à l'atome) constant, et si ce champ est faible, le vecteur $\boldsymbol{F}$ précessionne lentement autour de la direction de ce champ, tandis que les vecteurs $\boldsymbol{I}$ et $\boldsymbol{J}$ précessionnent plus rapidement autour du vecteur $\boldsymbol{F}$. Bien entendu tout cela ne constitue qu'une analogie classique puisque en mécanique quantique le vecteur moment n'a pas de direction déterminée.

L'interaction entre la couche électronique et le noyau atomique, qui est responsable de la structure hyperfine des raies spectrales, résulte de ce que le noyau possède, en plus du moment dipolaire magnétique, un moment quadrupolaire électrique ainsi que des moments électriques et magnétiques de plus grande multipolarité. C'est le moment dipolaire magnétique μ_{noy} du noyau qui joue le rôle principal, de sorte que dans ce qui suit on ne tiendra compte que de ce dernier. Dans cette approximation l'énergie d'interaction du noyau avec l'enveloppe électronique de l'atome est purement magnétique et a pour valeur

$$W = -(\boldsymbol{\mu}_{\text{noy}} \boldsymbol{B}_{\text{env}}),$$

où B_{env} est le champ magnétique créé à l'emplacement du noyau par le cortège électronique. Les vecteurs $\boldsymbol{B}_{env}$ et $\boldsymbol{J}$ sont mutuellement proportionnels et sont orientés en sens opposés vu que la charge de l'électron est négative. Le moment magnétique $\boldsymbol{\mu}_{noy}$ du noyau est dirigé dans le même sens que $\boldsymbol{I}$ et lui est proportionnel. On peut donc écrire l'énergie W sous la forme

$$W = A\,(\boldsymbol{IJ}), \tag{66.5}$$

où A est la constante d'interaction magnétique du noyau avec le cortège électronique de l'atome; cette constante est proportionnelle au module du moment magnétique du noyau. En élevant au carré la formule $\boldsymbol{F} = \boldsymbol{I} + \boldsymbol{J}$ on obtient $\boldsymbol{F}^2 = \boldsymbol{J}^2 + \boldsymbol{I}^2 + 2\,(\boldsymbol{IJ})$. En appliquant la règle de quantification du carré du moment on trouve d'abord $(\boldsymbol{IJ})$ puis l'énergie W:

$$W = A\,\frac{F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)}{2}, \tag{66.6}$$

où F désigne le nombre quantique déterminant la valeur maximale de la projection du vecteur $\boldsymbol{F}$. La formule (66.6) est la principale formule de la théorie de la structure hyperfine des niveaux d'énergie déterminée par le moment magnétique nucléaire.

L'existence du moment magnétique nucléaire a pour conséquence d'apporter une énergie supplémentaire W, donnée par l'expression (66.5), à tous les niveaux énergétiques que posséderait un atome sous l'action du champ électrique coulombien créé par le noyau. Pour des valeurs données de J et I la valeur de W dépend de l'angle entre $\boldsymbol{J}$ et $\boldsymbol{I}$; puisque la longueur du vecteur $\boldsymbol{F}$ en dépend, selon (66.6) l'énergie supplémentaire W en dépend aussi. Suivant la valeur de cet angle, le nombre quantique F peut prendre les valeurs suivantes:

$$F = |I + J|,\ |I + J - 1|,\ \ldots,\ |I - J|. \tag{66.7}$$

Lorsque $I \leqslant J$, il y aura $(2I + 1)$ valeurs de F et lorsque $I \geqslant J$ il y en aura $(2J + 1)$. Dans le premier cas chaque niveau d'énergie éclatera en $(2I + 1)$ sous-niveaux et dans le second cas en $(2J + 1)$ sous-niveaux. Le résultat est la structure hyperfine des niveaux d'énergie.

5. Dans les spectrographes on observe naturellement la structure hyperfine des *raies spectrales* et non celle des niveaux d'énergie. L'apparition de chaque raie de la structure hyperfine résulte de la transition de l'atome d'un sous-niveau à un autre. Les transitions permises sont définies par les règles de sélection. On a montré au § 39 que l'une de ces règles impose que

$$\Delta F = 0,\ \pm 1 \quad (\text{sauf pour } F_1 = 0 \to F_2 = 0). \tag{66.8}$$

Dans ce même paragraphe il a été démontré que les transitions radiatives dans la partie visible du spectre ne s'accompagnent pratique-

ment jamais d'une variation du vecteur S de la couche électronique de l'atome. Les considérations qui y sont développées sont *a fortiori* applicables aux spins nucléaires en raison de la petitesse des moments magnétiques nucléaires. Par conséquent, dans le cas des transitions radiatives, le spin du noyau se conserve pratiquement toujours. Or le spin nucléaire I est lié au spin J du cortège électronique. Lorsque $I \leqslant J$ la conservation du spin nucléaire implique que dans les transitions quantiques radiatives toutes les projections du vecteur I sur la direction du vecteur J se conservent (les projections exprimées en unités $\hbar$ sont indiquées dans ce qui suit par le symbole I_J). Il s'ensuit que pour $I \leqslant J$ chaque raie spectrale éclate en autant de composantes qu'il y a de sous-niveaux d'énergie, i.e. en $2I + 1$ composantes.

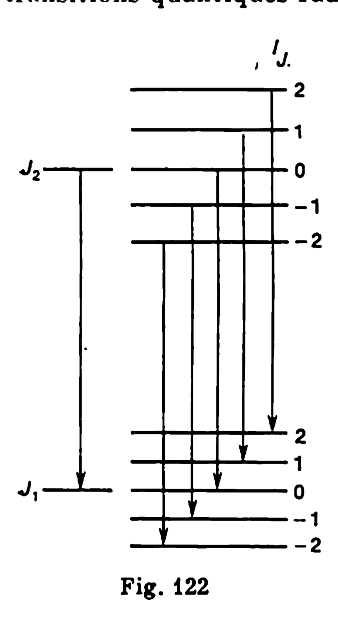


Fig. 122

La figure 122 illustre cette dernière proposition. Sur cette figure on a représenté à gauche, sans tenir compte de la structure hyperfine, deux niveaux d'énergie J_1 et J_2 entre lesquels peut se produire une transition avec émission d'une lumière de longueur d'onde déterminée. A droite on a représenté la structure hyperfine de ces deux niveaux. Le nombre de sous-niveaux de la structure hyperfine de ces niveaux est le même. Il ne dépend que du spin du noyau et est égal à $(2I + 1)$. Ne sont permises que les transitions entre sous-niveaux de même I_J. Le nombre de transitions possibles et donc le nombre de composantes hyperfines de la raie spectrale est donc égal à $N = (2I + 1)$. Si l'on calcule ce nombre on trouve le spin I du noyau. Dans le cas considéré $N = 5$ et par suite $I = 2$.

6. Lorsque $I > J$ ce procédé de détermination du spin du noyau ne convient plus puisque le nombre des composantes hyperfines d'une raie spectrale n'est plus égal à $2I + 1$. Néanmoins l'analyse de la structure hyperfine des raies spectrales fournit deux autres procédés de détermination du spin des noyaux qui supposent tous deux que J est connu. Ce nombre peut être déterminé par étude du spectre de l'atome sans tenir compte de la structure hyperfine.

L'un de ces procédés se fonde sur la *règle* dite *des intervalles* pour les multiplets de la structure hyperfine. On établit cette règle de la façon suivante. Tous les sous-niveaux qui apparaissent par éclatement d'un certain niveau sont caractérisés par les mêmes valeurs des nombres quantiques I et J, mais par des valeurs différentes du

nombre quantique F: ces valeurs correspondant à toutes les valeurs possibles de l'angle formé par les vecteurs $\boldsymbol{I}$ et $\boldsymbol{J}$. D'après la formule (66.6) l'intervalle entre les sous-niveaux voisins caractérisés l'un par le nombre quantique $F+1$, l'autre par le nombre F, est donné par l'expression

$$W_{F+1}-W_F=\frac{A}{2}[(F+1)(F+2)-F(F+1)]=A(F+1). \quad (66.9)$$

En conséquence les fréquences des transitions entre les sous-niveaux voisins caractérisés par les nombres quantiques F, $F+1$, $F+2$, ... vérifient les relations

$$\delta\nu_1 : \delta\nu_2 : \delta\nu_3 : \ldots = (F+1) : (F+2) : (F+3) : \ldots \quad (66.10)$$

C'est précisément la règle des intervalles. En mesurant les longueurs d'onde des raies voisines on peut déterminer les rapports $(F+1):(F+2):(F+3):\ldots$ et de là la valeur du nombre quantique F. La coïncidence des valeurs de F calculées par différents procédés permet de justifier les propositions de base qui ont servi pour établir les formules (66.6) et (66.10).

Rappelons que pour I et J constants, le nombre quantique F peut prendre toutes les valeurs énumérées dans (66.7) et toutes ces valeurs peuvent être évaluées à l'aide de la règle des intervalles. La plus grande valeur $F_{max} = I + J$. C'est cette formule qui permet de calculer le spin I du noyau puisque le nombre J est supposé connu. Cette méthode s'applique aussi bien pour $I \leqslant J$ que pour $I \geqslant J$.

7. On conçoit que pour que la méthode ci-dessus puisse s'appliquer, il faut que le nombre d'intervalles entre les composantes hyperfines d'une raie spectrale et donc le nombre des composantes elles-mêmes soit égal ou supérieur à deux. Il faut pour cela que le nombre des sous-niveaux formés par éclatement d'un niveau donné soit égal ou supérieur à trois. Dans les cas où cette condition n'est pas assurée on peut utiliser une troisième méthode fondée sur la comparaison des intensités relatives des composantes de la structure hyperfine des raies spectrales.

Les intensités des raies spectrales dépendent largement de la *multiplicité des niveaux d'énergie* participant aux transitions quantiques. Lorsque les nombres I et J sont constants, un niveau donné est caractérisé par l'angle que font entre eux les vecteurs $\boldsymbol{I}$ et $\boldsymbol{J}$, donc par le nombre quantique F. Dans un champ magnétique extérieur, à condition qu'il ne soit pas assez intense pour provoquer le découplage de $\boldsymbol{I}$ et $\boldsymbol{J}$, le comportement de l'atome est déterminé par le moment total $\boldsymbol{F}$ et non par les moments $\boldsymbol{I}$ et $\boldsymbol{J}$ pris individuellement. Or le moment $\boldsymbol{F}$ peut prendre $2F+1$ orientations puisque pour un F donné la projection du vecteur $\boldsymbol{F}$ sur la direction du champ ne peut

prendre que les valeurs suivantes : $-F$, $-(F-1)$, . . ., $+(F-1)$, $+F$. Le nombre $(2F+1)$ des projections possibles est la multiplicité du niveau d'énergie caractérisé par le nombre quantique F. L'intensité de la raie spectrale émise dans une transition ayant le niveau considéré pour niveau de départ ou pour niveau terminal est proportionnelle à la multiplicité $(2F+1)$ de ce niveau, toutes choses égales par ailleurs.

La précision de la méthode de comparaison des intensités est moins bonne que celle des deux autres méthodes. Aussi n'envisage-t-on cette dernière méthode que dans les cas où les deux autres sont

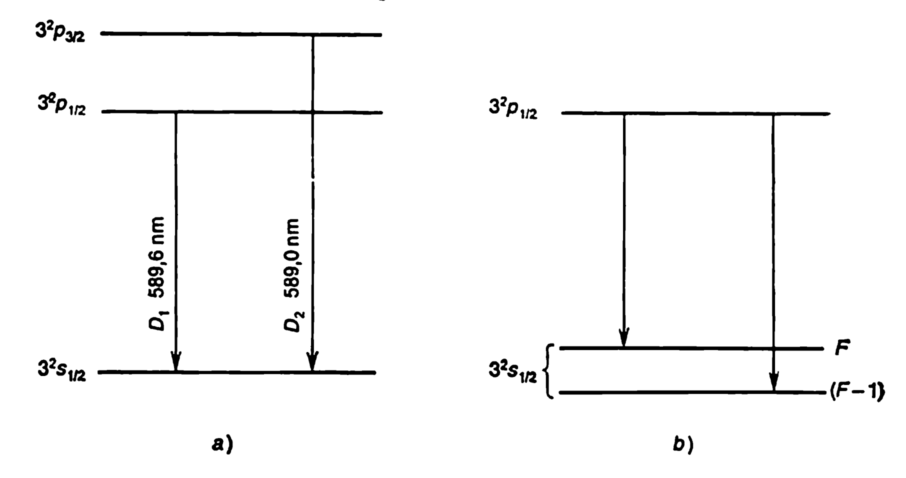


Fig. 123

inutilisables. Pour mettre en évidence le principe de la méthode de comparaison des intensités, procédons au calcul du spin du noyau de l'atome de sodium à partir de l'analyse de la structure hyperfine des composantes D_1, D_2 du doublet du sodium, qui a été entreprise par Térénine et Dobretsov.

On a reproduit sur la figure 123, *a* les conditions d'apparition de la structure fine de la raie jaune dédoublée (D_1, D_2) du sodium qui ont été exposées au § 40. Le niveau inférieur $3^2s_{1/2}$ est singulet. Le niveau $3p$ qui suit est divisé en sous-niveaux $3^2p_{1/2}$ et $3^2p_{3/2}$ en raison de l'existence du spin électronique. Ce sont les transitions entre chacun de ces sous-niveaux et le niveau singulet $3^2s_{1/2}$ qui déterminent l'apparition des raies spectrales D_1 et D_2 de la structure fine. Sur la figure 123, *b*, on a représenté le dédoublement du niveau $3^2s_{1/2}$, déterminé par le moment magnétique nucléaire, et la décomposition hyperfine correspondante de la raie D_1 en deux composantes. En raison de la petitesse le dédoublement du sous-niveau $3^2p_{1/2}$ n'a pas été résolu dans les expériences de Térénine et Dobretsov et n'a

donc pas été représenté sur la figure. En fait chacun de ces sous-niveaux possède une structure fine dont dépend le poids statistique du sous-niveau non résolu. Notons F le moment angulaire total du noyau correspondant au sous-niveau supérieur $3^2s_{1/2}$. En raison de l'orientation opposée du spin nucléaire le moment total correspondant au sous-niveau inférieur $3^2s_{1/2}$ sera égal à $(F - 1)$. Il s'ensuit que les poids statistiques de ces deux sous-niveaux sont respectivement égaux à $2F + 1$ et à $2(F - 1) + 1 = 2F - 1$; le rapport des intensités des composantes hyperfines considérées de la raie spectrale est donc égal à $(2F + 1) : (2F - 1)$. D'après les mesures de Térénine et Dobretsov ce rapport est égal à 1,7, i.e.

$$\frac{2F+1}{2F-1} = 1,7.$$

On en déduit $F = 1,929$ et comme le nombre F ne peut prendre que des valeurs entières ou demi-entières, compte tenu des erreurs expérimentales, on doit poser $F = 2$. Il s'ensuit que le spin du noyau de sodium est égal à $I = F - J = 2 - 1/2 = 3/2$.

8. Connaissant la valeur du spin du noyau de sodium on peut donner une représentation détaillée de la décomposition hyperfine des niveaux d'énergie et des raies spectrales du sodium. Les niveaux $^2S_{1/2}$ et $^2P_{1/2}$ doivent se scinder chacun en deux sous-niveaux, puisque $J = 1/2$ et que le nombre F peut prendre deux valeurs: $F = I - 1/2 = 1$ et $F = I + 1/2 = 2$ (fig. 124, *a*). Le niveau $^2P_{3/2}$ doit éclater en quatre sous-niveaux puisque avec $J = 3/2$, le nombre F peut prendre les quatre valeurs suivantes: $F = I + J = 3$, $F = I + J - 1 = 2$; $F = I + J - 2 = 1$; $F = I + J - 3 = 0$ (fig. 124, *b*). (Notons que dans les expériences de Térénine et Dobretsov le dédoublement des niveaux p n'a pas été résolu en raison de sa petitesse.) Sur la figure 124, *c*, on a représenté, compte tenu de la règle de sélection (66.8), les raies spectrales possibles (l'échelle n'est pas respectée). En bas on a représenté la carte de la décomposition hyperfine observée. Les intensités relatives des différentes composantes sont repérées par la longueur des segments verticaux représentés au-dessous des transitions quantiques correspondantes. (L'échelle sur la figure de droite est près de deux fois plus petite que sur la figure de gauche.)

Dès qu'on a obtenu une représentation des niveaux d'énergie on commence à comprendre pourquoi on peut utiliser cette troisième détermination du spin des noyaux des atomes. En effet le seul niveau dont la décomposition hyperfine a pu être expérimentalement établie avec une précision suffisante est le niveau $3^2s_{1/2}$. Or ce niveau se décompose en deux sous-niveaux seulement, ce qui est insuffisant pour pouvoir appliquer la règle des intervalles spectraux. La méthode de dénombrement des composantes hyperfines de la raie spectrale considérée ne peut être utilisée puisque pour le sodium $I = 3/2$ et

$J = 1/2$, i.e. $I > J$. On pourrait essayer d'appliquer la règle des intervalles spectraux en analysant la décomposition du niveau $3^2P_{3/2}$ en quatre sous-niveaux, mais cette décomposition est très fine et ne se laisse pas mesurer exactement. On peut appliquer aussi la première méthode puisque pour le niveau $3^2P_{3/2}$ $I = J = F = 3/2$.

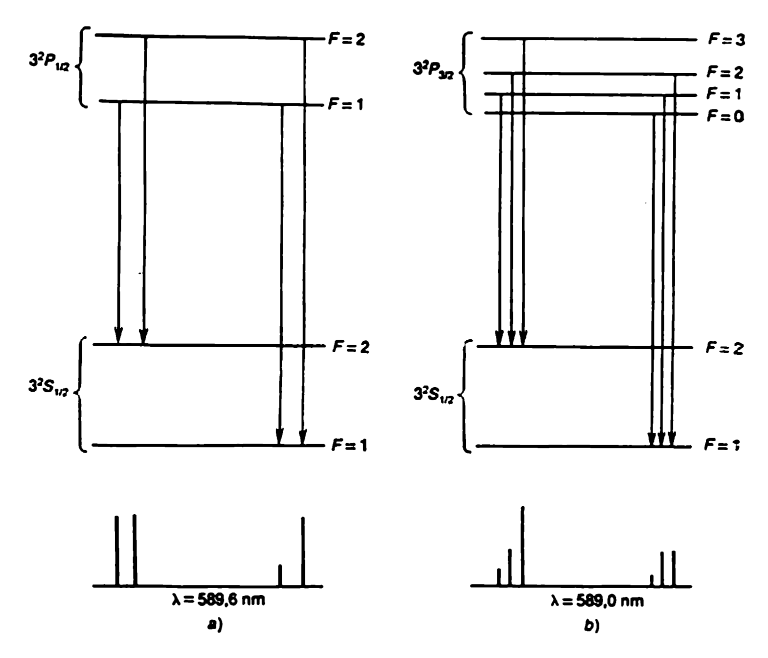


Fig. 124

9. Le nombre quantique F ne peut prendre que des valeurs entières et demi-entières à condition qu'elles soient petites. Par suite les rapports $(F + 1) : (F + 2) : \ldots$ qu'on trouve dans le second membre de (66.10) sont des rapports de petits nombres entiers. Or les rapports qu'on détermine expérimentalement entre les composantes hyperfines des raies spectrales ne sont ni petits ni entiers. On doit les approcher par des rapports de nombres petits et entiers. Lorsqu'on a établi la règle des intervalles spectraux, on n'a tenu compte que de l'interaction dipolaire magnétique du noyau avec le cortège électronique de l'atome. De ce fait la règle des intervalles spectraux peut s'avérer inexacte. Si l'on ne s'attache tout formellement qu'à la précision des résultats, l'approximation dont il a été question plus haut peut être effectuée dans le mauvais sens et le spin du noyau sera alors entaché d'erreur. On doit en conclure que les résultats obtenus à l'aide de la règle des intervalles spectraux doivent être comparés à ceux obtenus par d'autres méthodes.

A titre d'exemple considérons le cas du bismuth qui a servi initialement à justifier la théorie de la structure hyperfine. On a soigneusement étudié la structure hyperfine d'un grand nombre de raies spectrales du bismuth, tout en ayant l'assurance que cette structure hyperfine se laisse ramener à l'éclatement des différents niveaux d'énergie en plusieurs sous-niveaux. La figure 125 donne la représentation de la décomposition hyperfine des niveaux $^2S_{1/2}$ et $^2D_{3/2}$ du bismuth ; les transitions entre ces niveaux donnent naissance à la

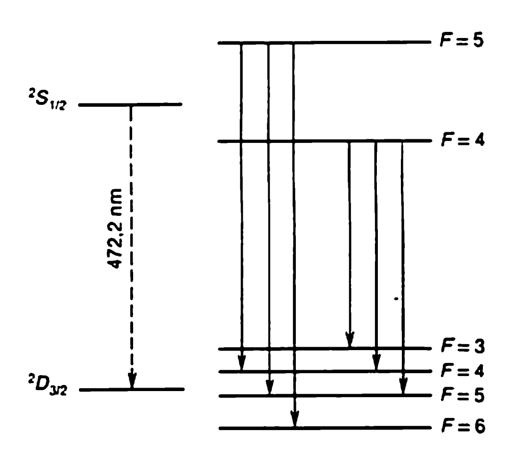


Fig. 125

raie $\lambda = 472{,}2$ nm. Le niveau $^2S_{1/2}$ se décompose en deux sous-niveaux et le niveau $^2D_{3/2}$ en quatre. Puisque pour le premier de ces niveaux $J = 1/2$ et pour le second $J = 3/2$, dans les deux cas le nombre de sous-niveau est égal à $2J + 1$. Par conséquent $I \geqslant 3/2$ et on en est réduit à utiliser la méthode des intervalles spectraux. Selon les résultats des mesures les intervalles entre les sous-niveaux du niveau $^2D_{3/2}$ sont égaux à : 0,152, 0,198, 0,255 cm^{-1}. En désignant par $F_{\min}$ la valeur minimale du nombre quantique F caractérisant les sous-niveaux, on doit avoir, en vertu de (66.10) : $(F_{\min} + 1) : (F_{\min} + 2) : (F_{\min} + 3) \approx 152 : 198 : 255$. Or c'est un rapport approché et on doit lui faire correspondre en approximation un rapport de nombres entiers et petits. Sur la base de considérations arithmétiques on devrait adopter le rapport 3 : 4 : 5 ou encore 4 : 5 : 6, quoique ce soit déjà moins précis du point de vue arithmétique. Dans le premier cas on obtient $F_{\min} = 2$ et $F_{\max} = 2 + 3 = 5$, mais comme $F_{\min} = I - 3/2$ et $F_{\max} = I + 3/2$, le spin du noyau doit être déduit de l'expression

$$\frac{I-3/2}{I+3/2} = \frac{2}{5},$$

d'où $I = 7/2$, résultat en désaccord avec la valeur déduite de l'éclatement des composantes hyperfines dans un champ magnétique extérieur (effet Zeeman, cf. § 67). On prendra donc le rapport 4 : 5 : 6 puisque dans ce cas $F_{min} = 3$, $F_{max} = 6$ et on trouve pour le spin nucléaire $I = 6 - 3/2 = 9/2$, qui est la valeur correcte.

Il s'ensuit que les sous-niveaux du niveau $^2D_{3/2}$ peuvent être repérés par les nombres quantiques $F = 3, 4, 5, 6 \ldots$ (voir fig. 125). En appliquant ensuite la règle de sélection (66.8) on trouve les valeurs du nombre quantique F pour les sous-niveaux du niveau $^2S_{1/2}$; ces valeurs sont égales à 5 et 4.

10. Nous avons examiné la structure hyperfine des niveaux d'énergie et des raies spectrales en supposant que l'élément chimique considéré ne comporte qu'un seul isotope. Voyons ce qu'il adviendra de l'éclatement hyperfin si l'élément étudié se compose, comme c'est le cas général, d'un mélange de plusieurs isotopes. Les spins et les moments magnétiques des noyaux des différents isotopes sont en général différents. Par conséquent les différents isotopes présenteront des structures hyperfines distinctes et le spectrogramme résultant sera compliqué par la superposition des structures hyperfines des isotopes.

11. Notons qu'en 1951 on a découvert dans le rayonnement cosmique une raie avec $\lambda = 21$ cm. C'est une raie de la structure hyperfine de l'hydrogène atomique occupant le niveau énergétique le plus profond. Ce niveau se compose de deux sous-niveaux rapprochés et ce sont les transitions entre ces sous-niveaux qui déterminent l'émission de la raie $\lambda = 21$ cm. La durée de vie de l'atome d'hydrogène sur le sous-niveau supérieur est extrêmement longue $\sim 3{,}5 \cdot 10^{14}$ s $\sim 1{,}1 \times$ $\times\ 10^7$ ans. (Indiquons, à titre de comparaison, que la durée de vie à l'état excité d'un atome émettant des raies optiques ne représente, dans les conditions ordinaires, que $\sim 10^{-8}$ s.) Par suite des chocs mutuels entre les atomes il se produit aussi entre ces sous-niveaux des transitions non radiatives. Dans les nuages de gaz interstellaire ces transitions s'effectuent une fois au cours de plusieurs siècles. Quoique cet intervalle de temps soit petit devant 10^7 ans, les transitions non radiatives n'arrivent pas à supprimer complètement les transitions radiatives avec émission de la raie $\lambda = 21$ cm. Cela tient peut-être à ce que l'hydrogène est l'élément le plus répandu dans l'Univers. L'étude de la radiation cosmique sur $\lambda = 21$ cm joue un rôle important en radioastronomie.

§ 67. Influence du spin nucléaire sur l'effet Zeeman

1. Nous avons supposé ci-dessus que le champ magnétique extérieur était nul. Nous allons supposer maintenant que l'atome est placé dans un champ magnétique extérieur uniforme et constant B_{ext}. On observera alors l'effet Zeeman. Voyons quelle influence exercent

sur cet effet le spin et le moment magnétique du noyau. Nous n'envisagerons ici que le cas le plus important, celui d'un champ $\boldsymbol{B}_{ext}$ *fort*. Cela signifie que l'énergie d'interaction du moment magnétique du noyau avec le champ magnétique créé par l'enveloppe électronique de l'atome est petite devant l'énergie d'interaction du moment magnétique de l'enveloppe électronique avec le champ extérieur. Le champ magnétique $\boldsymbol{B}_{env}$ créé par l'enveloppe électronique à l'emplacement du noyau est facile à estimer. Il est assez important, de l'ordre de 10^5 à 10^6 G. Par contre, le moment magnétique du noyau est près de 1000 fois plus petit que le magnéton de Bohr $\mathfrak{m}_e$, tandis que le moment magnétique de l'enveloppe électronique est de l'ordre de $\mathfrak{m}_e$. Si le champ $\boldsymbol{B}_{ext}$ est notablement supérieur à 1000 G par exemple, on devra le considérer comme fort. D'une façon générale, on établit le critère de champ fort à l'aide des considérations suivantes. L'énergie d'interaction du moment magnétique nucléaire avec le champ magnétique créé par l'enveloppe électronique est de l'ordre de $\mu_{noy}B_{env} \approx A\ (IJ)$ tandis que l'énergie d'interaction de l'enveloppe électronique avec le champ extérieur est de l'ordre de $\mathfrak{m}_{env} \times$ $\times\ B_{ext} \approx g_{env} \cdot JB_{ext}$. Il s'ensuit que le critère cherché peut s'écrire sous la forme

$$g_{env}B_{ext} \gg AI. \qquad (67.1)$$

Il importe de noter que ce critère est moins sévère que le critère qui a été utilisé dans l'étude de l'effet Paschen-Back (cf. § 41).

2. L'application d'un champ magnétique extérieur rompt la liaison entre les vecteurs $\boldsymbol{J}$ et $\boldsymbol{I}$. Les électrons atomiques commencent à précessionner autour de la direction de $\boldsymbol{B}_{ext}$. Comme la liaison entre les vecteurs $\boldsymbol{I}$ et $\boldsymbol{J}$ est rompue, le vecteur $\boldsymbol{I}$ se met en précession autour de la direction de $\boldsymbol{B}_{ext}$. Le nombre quantique magnétique m_I qui détermine les projections du vecteur spin nucléaire $\boldsymbol{I}$ sur la direction de $\boldsymbol{B}_{ext}$ peut prendre les valeurs suivantes : $-I$, $-(I-1), \ldots$ $\ldots, +(I-1), +I$, au total $(2I+1)$ valeurs. C'est pour cela qu'en présence d'un champ magnétique chaque niveau d'énergie éclate en $(2I+1)$ sous-niveaux. Soit un atome soumis à l'action d'un champ magnétique extérieur et soient 1 et 2 deux niveaux d'énergie de cet atome tels qu'ils seraient si le spin et le moment magnétique du noyau n'existaient pas. Si une transition radiative entre les niveaux 1 et 2 peut se produire, on verra apparaître la raie Zeeman correspondante dans le spectre de l'atome. Compte tenu du spin et du moment magnétique du noyau, chacun des niveaux 1 et 2 se décompose en $(2I+1)$ sous-niveaux, les transitions quantiques entre ces sous-niveaux obéissant à la règle de sélection $\Delta m_I = 0$. Ces transitions déterminent l'apparition de l'éclatement hyperfin de chaque raie Zeeman en $(2I+1)$ composantes.

Ainsi, en présence d'un champ magnétique extérieur, et si l'on fait abstraction du spin et du moment magnétique du noyau, on

devrait observer l'effet Zeeman normal et anormal. L'influence du spin et du moment magnétique du noyau se manifeste le plus simplement lorsque le champ magnétique extérieur est fort. Dans ce cas le spin et le moment magnétique du noyau ont pour effet de provoquer la décomposition hyperfine de chaque raie Zeeman en $(2I+1)$ composantes. Les intervalles entre ces composantes sont petits devant les intervalles spectraux entre les composantes Zeeman (i.e. entre les composantes qu'on observerait en l'absence du spin et des moments nucléaires). Après avoir dénombré les $(2I+1)$ composantes Zeeman hyperfines on peut calculer le spin I du noyau. Cette méthode n'impose aucune restriction à la valeur du spin I.

3. Pour préciser la structure réelle d'une raie Zeeman, il faut commencer par calculer l'énergie de l'atome dans le champ magnétique appliqué. Si le champ extérieur $\boldsymbol{B}_{ext}$ est fort, l'énergie magnétique de l'atome se compose de l'énergie magnétique de l'enveloppe électronique $(\mathfrak{m}_{env}\boldsymbol{B}_{ext})$ et de celle du noyau $(\boldsymbol{\mu}_{noy}\boldsymbol{B}_{ext})$. Le premier terme n'intervient pas dans le problème considéré puisqu'il ne détermine que l'effet Zeeman ordinaire que nous avons déjà étudié. On peut donc rejeter ce terme. Mais on peut négliger aussi le deuxième terme, car dans les conditions ordinaires $B_{ext} \ll B_{env}$. Ne subsiste donc que le terme $-(\boldsymbol{\mu}_{noy}\boldsymbol{B}_{ext})$ dont il faut tenir compte. Ce terme s'exprime par la formule (66.5), mais en présence d'un champ magnétique $\boldsymbol{B}_{ext}$ fort la quantification du vecteur $\boldsymbol{I}$ se fait autrement que dans le cas d'un atome libre, vu que la précession de ce vecteur se fait non plus autour du vecteur $\boldsymbol{J}$ mais autour de la direction de $\boldsymbol{B}_{ext}$. Les vecteurs $\boldsymbol{I}$ et $\boldsymbol{J}$ en état de précession ne possèdent des projections déterminées que sur la direction du champ $\boldsymbol{B}_{ext}$. Les valeurs de ces projections sont déterminées par les nombres quantiques magnétiques m_I et m_J. Les projections perpendiculaires restent indéterminées, mais comme les deux précessions sont indépendantes, le produit des projections perpendiculaires moyenné sur le temps est égal à zéro. Par conséquent, en moyenne $(\boldsymbol{IJ}) = m_I m_J \hbar^2$. Dans ces conditions la formule (66.5) s'écrit comme suit:

$$W = A m_I m_J \hbar^2. \tag{67.2}$$

En considérant de nouveau les niveaux d'énergie 1 et 2 (sans tenir compte de leur éclatement hyperfin) qui participent à la transition assurant l'émission d'une raie Zeeman K-L, la prise en compte de leur éclatement hyperfin conduit à des transitions entre les niveaux qui émettent une énergie

$$\delta W = [(A m_I m_J)_2 - (A m_I m_J)_1]\hbar^2 = [(A m_J)_2 - (A m_J)_1]\, m_I \hbar^2 \tag{67.3}$$

puisque d'après la règle de sélection $\Delta m_I = 0$. Du fait de ces transitions la raie de Zeeman subit une décomposition hyperfine en $(2I+1)$ composantes correspondant aux valeurs suivantes du nombre quantique $m_I = I,\ I-1,\ \ldots,\ -(I-1),\ -I$. Les intervalles entre les composantes hyperfines seront tous égaux à $[(A m_J)_2 - (A m_J)_1]\,\hbar^2$.

On observe un tel comportement dans le cas de la raie $\lambda = 472,2$ nm du bismuth (voir § 66, 9). Sous l'action d'un champ magnétique suffisamment fort (~10 000 G) on observe l'effet Zeeman normal, mais chaque composante Zeeman comporte 10 composantes équidistantes. On tire de $2I + 1 = 10$ que $I = 9/2$, résultat déjà trouvé au § 66, 9.

§ 68. Mesure des spins et des moments magnétiques nucléaires par la méthode de la résonance magnétique. Données expérimentales sur les spins et les moments magnétiques des noyaux atomiques

1. Connaissant le spin nucléaire, la mesure de l'interaction du noyau avec le cortège électronique permet de déterminer le moment magnétique du noyau. Il s'agit de déterminer la constante A de l'interaction magnétique figurant dans la formule (66.5). Mais la valeur de cette constante ne peut être calculée par la théorie, même pour les atomes légers, qu'avec une précision de 10 %. Un procédé plus sûr de détermination du spin et du moment magnétique des noyaux repose sur l'étude du comportement des noyaux dans un champ magnétique extérieur, par exemple étude de l'éclatement hyperfin des raies spectrales de Zeeman sous l'action d'un champ magnétique extérieur (voir paragraphe précédent).

On peut utiliser aussi la méthode de Stern et Gerlach consistant à mesurer la déviation des jets atomiques et moléculaires par des champs magnétiques intenses et fortement inhomogènes (cf. § 36). En déterminant en combien de composantes s'est divisé le jet initial, on arrive à déterminer le spin, et en déterminant la déviation on arrive à calculer la valeur du moment magnétique du noyau. La détermination des moments magnétiques des noyaux par la méthode de Stern et Gerlach est beaucoup plus difficile que lorsqu'il s'agit de déterminer les moments magnétiques des atomes, puisque dans le cas des noyaux le moment magnétique étant très petit la déviation du jet serait près de 1000 fois plus petite que celle d'un jet d'atomes dont le moment magnétique électronique est différent de zéro. L'influence des noyaux sur la déviation du jet serait indécelable par rapport à la déviation due au moment magnétique électronique. Pour surmonter cette difficulté il convient d'utiliser dans ces expériences des jets d'atomes à couches électroniques complètes ou des jets de molécules (H_2, H_2O par exemple) dans lesquels les moments magnétiques des électrons se compensent mutuellement. De plus il faut créer un champ magnétique très inhomogène avec un gradient $\sim 10^5$ G/cm. Même dans ces conditions la division du jet (~0,05 mm) est comparable à la dispersion due à la distribution maxwellienne des vitesses. Dans ces expériences l'éclatement du jet est inobservable et on en est réduit à déterminer la densité de la distribution

des particules du jet dans la trace de leur impact sur le détecteur. Quoique la mise en œuvre de la méthode de Stern et Gerlach a permis de mesurer le moment magnétique du proton, cette méthode ne convient guère à la mesure des moments magnétiques nucléaires.

2. La *méthode de la résonance magnétique* permet d'assurer une haute précision des mesures (sept chiffres significatifs) que ce soit dans la méthode de jets d'atomes ou de molécules neutres (ayant des moments magnétiques compensés) que dans la méthode par absorption. Pour les neutrons on ne peut utiliser que la méthode du jet car on ne peut enfermer les neutrons dans des ampoules. On a exposé le principe de la résonance magnétique dans le § 42 et il est donc inutile de revenir ici sur cette question. Il suffit de remarquer que d'après le nombre de résonances on peut déterminer le spin et d'après les fréquences de résonance la distance entre les niveaux d'énergie ($\mu_{noy}B$), donc le moment magnétique du noyau. Toutes les valeurs précises des moments magnétiques nucléaires ont été obtenues par la méthode de la résonance magnétique.

3. Examinons les données expérimentales concernant les spins et les moments magnétiques des noyaux.

1) De même que l'électron, le proton et le neutron possèdent un spin 1/2 (en unités $\hbar$). Le moment angulaire de chaque nucléon du noyau résulte de la composition géométrique des moments angulaires de spin et orbital conformément à la règle quanto-mécanique de composition des moments. L'application de cette même règle permet de calculer le moment angulaire du noyau à partir des moments angulaires des nucléons.

2) Pour A pair le spin du noyau est toujours entier et il est demi-entier pour A impair. Historiquement ce résultat joua un rôle déterminant dans le choix entre le modèle proton-électron et le modèle proton-neutron du noyau. Par exemple le noyau d'azote $^{14}_{7}N$ se composerait selon le premier modèle de 21 particules et devrait posséder un spin demi-entier, puisque chaque particule possède un spin 1/2 et que leurs moments orbitaux sont entiers. Or l'expérience fournit pour le spin du noyau d'azote la valeur 1. A l'époque on parla de « catastrophe de l'azote ». Le modèle proton-neutron était compatible avec l'expérience puisque en posant que le noyau d'azote est composé de sept protons et de sept neutrons, soit d'un nombre pair de particules de spin 1/2, son spin doit être entier.

3) Pour les noyaux pair-pair stables (Z et A pairs) le spin est toujours égal à zéro. Plus de la moitié des noyaux stables appartiennent à ce type de noyaux. Presque tous les autres noyaux stables sont soit pair-impair (Z pair, A impair) ou impair-pair (Z impair, A pair) ; il existe autant de noyaux stables de chacun de ces deux types. Les spins de tous ces noyaux sont différents de zéro, puisqu'il s'agit de noyaux impairs. La valeur minimale du spin de ces noyaux est égale à 1/2. On a déjà indiqué au § 64 qu'il n'existe que cinq noyaux

impair-impair (Z et A impairs) stables (^{2}D, ^{6}Li, ^{10}B, ^{14}N, ^{50}V) *). Tous ces noyaux ont des spins entiers différents de zéro (6 pour ^{50}V, 3 pour ^{6}Li et 1 pour les autres).

4) Les spins de tous les noyaux stables actuellement connus ne dépassent pas 9/2 à l'exclusion de ^{50}V dont le spin est égal à 6. Ces données montrent que les spins des noyaux sont très petits par rapport à la somme des valeurs absolues des spins et des moments orbitaux de toutes les particules entrant dans le noyau. A côté de la prédominance de noyaux pair-pair notée plus haut, ce fait témoigne que la majorité des nucléons contenus dans le noyau sont fortement liés dans des couches fermées dont le moment angulaire total est nul et ne contribuent donc pas au spin réel du noyau.

5) Les noyaux ayant des spins $I \geqslant 1/2$ possèdent des moments magnétiques. On a déjà signalé que les moments magnétiques des noyaux sont près d'un millier de fois inférieurs au magnéton de Bohr, i.e. au moment magnétique de l'électron. L'unité naturelle des moments magnétiques des noyaux est le magnéton nucléaire. Par définition il est $m_p/m_e \approx 1836$ fois plus petit que le magnéton de Bohr. Les moments magnétiques des noyaux ayant des spins différents de zéro sont de l'ordre du magnéton nucléaire. Ce résultat témoigne que les moments magnétiques, ainsi que les moments angulaires des nucléons contenus dans un noyau se compensent presque complètement. La petitesse des moments magnétiques témoigne une nouvelle fois que le noyau ne doit pas contenir d'électrons dont le moment magnétique est 1836 fois plus grand que le magnéton nucléaire.

6) Les moments magnétiques intrinsèques des nucléons *ne sont pas additifs*. Par exemple, le deuton se compose d'un proton et d'un neutron dont les moments magnétiques sont égaux à $\mu_p = 2{,}79$, $\mu_n = -1{,}91$ (en magnétons nucléaires). Si ces moments étaient additifs le moment magnétique du deuton serait égal à $\mu_d = 2{,}79 - 1{,}91 = 0{,}88$, tandis que sa valeur expérimentale est $\mu_d = 0{,}86$. La différence est notablement supérieure à la limite de précision. La non-additivité des moments magnétiques trouve son explication dans le caractère non central des forces s'exerçant entre les nucléons.

§ 69. La parité et la loi de la conservation de la parité

1. La notion de *parité* apparaît avec l'opération d'*inversion spatiale*. Lors de l'inversion par rapport à l'origine des coordonnées, les signes des coordonnées cartésiennes de toutes les particules du système s'inversent, c'est-à-dire que x, y, z deviennent $-x$, $-y$, $-z$

*) Le radioisotope $^{50}_{23}$V est émetteur de rayons β mais sa période de désintégration est très grande ($6 \cdot 10^{15}$ ans) et c'est pour cela qu'on l'a rangé parmi les noyaux stables.

ou encore que r est remplacé par $-r$. Dans ce qui suit, pour abréger l'écriture, on entendra par r non pas le rayon vecteur d'une particule, mais l'ensemble des rayons vecteurs de toutes les particules du système. Au cas où il serait nécessaire de préciser qu'on a affaire à plusieurs particules, on considérera deux particules (toujours pour abréger l'écriture) qu'on numérotera 1 et 2, ce qui n'introduit aucune restriction. L'*opérateur inversion spatiale* est noté $\hat{P}$. Ainsi par définition $\hat{P}\psi(r) = \psi(-r)$. L'opération d'inversion $r \to -r$ peut être considérée comme la réflexion spéculaire par rapport à un plan passant par l'origine des coordonnées, suivie d'une rotation de 180° autour d'un axe perpendiculaire à ce plan.

Cherchons d'abord les valeurs propres P de l'opérateur $\hat{P}$. Elles sont définies par l'équation

$$\hat{P}\psi(r) = P\psi(r).$$

En appliquant une deuxième fois l'opérateur $\hat{P}$ on obtient

$$\hat{P}^2\psi(r) = P\hat{P}\psi(r) = P^2\psi(r).$$

Or l'opérateur $\hat{P}^2$ est une transformation identique dont l'application ne change rien. Il s'ensuit que $\psi(r) = P^2\psi(r)$, d'où $P^2 = 1$, $P = \pm 1$. Ainsi les valeurs propres de l'opérateur $\hat{P}$ sont $+1$ et -1. Il s'ensuit que les fonctions propres de l'opérateur $\hat{P}$ se divisent en fonctions *paires* et *impaires*. La fonction paire est définie par la relation $\psi(r) = \psi(-r)$ et la fonction impaire par la relation $\psi(r) = -\psi(-r)$. Le nombre P est la *parité* de la fonction $\psi(r)$. Pour les fonctions paires $P = +1$ et pour les fonctions impaires $P = -1$.

2. Dans l'équation de Schrödinger

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \hat{\mathcal{H}}\Psi \tag{69.1}$$

l'hamiltonien $\hat{\mathcal{H}}$ est défini par l'expression

$$\hat{\mathcal{H}} = -\frac{\hbar^2}{2m_1}\left(\frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_1^2}\right) + \\ + \frac{\hbar^2}{2m_2}\left(\frac{\partial^2}{\partial x_2^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_2^2} + \frac{\partial^2}{\partial z_2^2}\right) + U(r_1, r_2). \tag{69.2}$$

Les deux premiers termes qui représentent l'opérateur énergie cinétique ne changent pas par inversion si l'on place l'origine des coordonnées au centre de masse du système; c'est ce que nous ferons dans ce qui suit. Dans ces conditions l'opérateur énergie cinétique ne varie pas lors d'une inversion par rapport à l'origine des coordonnées, puisqu'il contient les différentielles des coordonnées élevées au carré. Jusqu'en 1956 il était admis que l'opérateur énergie potentielle $U(r_1, r_2)$ ne changeait jamais par inversion. En effet l'inver-

sion ne modifie pas la disposition relative de n'importe quelle paire de particules du système. Seul s'inverse le sens de la droite qui relie ces particules mais on pensait que cela ne pouvait modifier la fonction potentielle $U(r_1, r_2)$ du système. Cependant après la découverte, en 1956, de la *non-conservation de la parité dans les interactions faibles*, il a été démontré que la conclusion ci-dessus était vérifiée pour les interactions électromagnétiques et fortes, mais n'était pas respectée pour les interactions faibles. Ainsi dans les interactions électromagnétiques et fortes l'hamiltonien $\hat{\mathscr{H}}$ ne change pas par inversion. Dans ce cas il y a *conservation de la parité de la fonction d'onde*. C'est une loi approchée qui cesse d'être respectée dans les interactions faibles.

La loi de la conservation de la parité est une conséquence de l'équation de Schrödinger (69.1). Supposons en effet qu'à l'instant $t = 0$ la fonction d'onde $\Psi = \Psi_0(r)$ était soit paire soit impaire. Pour un accroissement $d\Psi$ correspondant au temps dt l'équation (69.1) fournit le résultat suivant :

$$d\Psi = \frac{\partial \Psi}{\partial t}\, dt = \frac{dt}{i\hbar}\hat{\mathscr{H}}\Psi(r);$$

ou aux termes d'ordres de petitesse supérieurs

$$d\Psi = \frac{dt}{i\hbar}\hat{\mathscr{H}}\Psi_0(r).$$

Or comme l'hamiltonien $\hat{\mathscr{H}}$ ne change pas par inversion des coordonnées, la fonction $\hat{\mathscr{H}}\Psi_0(r)$ ainsi que la fonction $\Psi_{dt}(r) \equiv \Psi_0(r) + d\Psi$ possèdent la même parité que la fonction initiale $\Psi_0(r)$. En poursuivant ce raisonnement on démontrera que ce résultat est valable pour la fonction $\Psi_t(r)$ pour toute valeur finie de t.

On a supposé que la fonction $\Psi(r)$ était soit paire soit impaire. La fonction d'onde ne possède une parité déterminée que si l'état du système n'est pas dégénéré (par exemple état fondamental du noyau) et peut être décrit par une seule fonction d'onde propre (définie à un facteur de phase non essentiel $e^{i\delta}$ près). Pour tout état dégénéré la fonction d'onde peut être représentée dans le cas général par une superposition linéaire de deux fonctions dont l'une est paire et l'autre impaire. Dans ce cas la loi de la conservation de la parité signifie que la part relative des deux états de parité déterminée se conserve. La démonstration donnée plus haut se laisse généraliser à ce dernier cas.

Notons encore que la démonstration se fonde sur l'équation (69.2) qui ne tient aucun compte de l'éventualité de la création de particules. Une analyse plus poussée montre que le cas de l'interaction faible excepté, la parité de la fonction d'onde d'un système ne change dans aucun processus (y compris la création et l'absorption des particules).

3. La démonstration ci-dessus montre que la loi de la conservation de la parité est une propriété de l'hamiltonien $\hat{\mathscr{H}}$, autrement dit que c'est la propriété du système lui-même et non pas de la fonction ψ caractérisant l'état du système. Il s'ensuit qu'on peut déduire de la loi de la conservation de la parité, comme de toute autre loi, certaines conclusions susceptibles de vérification expérimentale. A titre d'exemple on présentera à la fin de ce paragraphe la déduction, pour le cas de l'émission, de la règle de sélection d'après le nombre quantique orbital l.

4. La question de la détermination de la parité de la fonction d'onde d'un système composé présente une grande importance. Supposons pour simplifier que le système se compose de deux parties A et B. A condition de négliger leurs interactions mutuelles, la fonction d'onde du système composé peut être écrite sous la forme

$$\Psi_{A+B} = \Psi_A \Psi_B \Psi_{l_A} \Psi_{l_B}, \qquad (69.3)$$

où Ψ_A et Ψ_B sont les fonctions d'onde décrivant les mouvements intérieurs des sous-systèmes par rapport à leurs centres de masse, tandis que Ψ_{l_A} et Ψ_{l_B} décrivent les mouvements de ces centres de masse par rapport au centre de masse du système composé. Le contrôle de la parité de la fonction d'onde Ψ_{A+B} du système composé se ramène à effectuer le contrôle successivement sur les quatre fonctions Ψ_A, Ψ_B, Ψ_{l_A}, Ψ_{l_B} prises séparément. La parité du système composé s'exprimera donc par la formule

$$P_{A+B} = P_A P_B P_{l_A} P_{l_B}. \qquad (69.4)$$

Pour déterminer la parité d'un système complexe d'après les parités de ses sous-systèmes, il faut connaître la forme explicite des fonctions d'ondes Ψ_{l_A} et Ψ_{l_B} décrivant le mouvement relatif des centres de masses des sous-systèmes. Ce problème se réduit au calcul de la fonction d'onde d'une particule animée d'un mouvement par rapport à un centre fixe; la mécanique quantique fournit la solution de ce dernier problème. Nous nous contenterons de puiser dans la mécanique quantique les résultats nécessaires. Dans un système de coordonnées sphériques la position d'une particule rapportée à un centre fixe est donnée en indiquant la distance r de la particule jusqu'au centre fixe, l'angle polaire ϑ et l'angle azimutal φ. Dans ce système la fonction d'onde de la particule est de la forme

$$\Psi_l = R(r) P_l^m(\cos\vartheta)\, e^{im\varphi},$$

où l et m sont les nombres quantiques du moment orbital et de sa projection sur l'axe polaire et $P_l^m(\cos\vartheta)$ sont les *polynômes associés de Legendre* (1752-1833).

Il n'est pas nécessaire de connaître la forme explicite de la fonction $R(r)$ ainsi que celle des polynômes associés de Legendre pour traiter le problème. Il suffit de spécifier que lorsqu'on remplace $\cos\vartheta$ par $(-\cos\vartheta)$ le polynôme $P_l^m(\cos\vartheta)$ est multiplié par $(-1)^{l-m}$. Lors de l'opération d'inversion la valeur du rayon r ne change pas, tandis que les angles ϑ et φ sont remplacés respectivement par $\pi-\vartheta$ et $\varphi+\pi$, de sorte que

$$\cos\vartheta \rightarrow \cos(\pi-\vartheta) = -\cos\vartheta,$$

$$e^{im\varphi} \rightarrow e^{im(\varphi+\pi)} = (-1)^m e^{im\varphi}.$$

On obtient ainsi le résultat suivant:

$$\Psi_l \rightarrow R(r)(-1)^{l-m} P_l^m(\cos\vartheta)\cdot(-1)^m e^{im\varphi} = (-1)^l \Psi_l.$$

La parité de la fonction d'onde du mouvement relatif est donc égale à $P_l=(-1)^l$ et la parité du système $A+B$ est

$$P_{A+B}=(-1)^{l_A}(-1)^{l_B}P_AP_B, \tag{69.5}$$

à condition que les moments possèdent des valeurs déterminées. On généralise aisément cette formule au cas de systèmes composés d'un nombre quelconque de parties.

5. Les parties constitutives A et B des systèmes peuvent être des particules élémentaires ayant des masses au repos non nulles. L'expérience montre que chaque particule élémentaire est caractérisée, sans tenir compte des interactions faibles, par une parité déterminée qui est indépendante de son état de mouvement. C'est la *parité* dite *intrinsèque* de la particule aussi inhérente que le spin. Les particules ayant une parité intrinsèque égale à $+1$ sont dites *paires* et celles dont la parité intrinsèque est égale à -1 sont dites *impaires*. Si l'on s'abstrait des effets des interactions faibles, la règle (69.5) peut être étendue aux systèmes formés de particules élémentaires (ayant des masses au repos non nulles) à condition de tenir compte de leurs parités intrinsèques. Les parités intrinsèques du proton, du neutron et de l'électron peuvent être fixées arbitrairement, mais le plus souvent on les pose égales à $+1$. Une fois que les parités intrinsèques de ces particules sont fixées, les parités intrinsèques de l'atome, du noyau et de la majorité des particules élémentaires se déduisent univoquement des données expérimentales en appliquant la loi de la conservation de la parité.

Le noyau atomique est un système complexe composé de nucléons animés de mouvements relatifs. Si l'on peut négliger leurs interactions mutuelles, la parité du noyau sera égale à $(-1)^{\Sigma l_i}$, l_i étant le nombre quantique orbital caractérisant le mouvement du i-ème nucléon. L'état du nucléon dans le noyau sera pair si son nombre quantique orbital l est pair, et impair dans le cas contraire. C'est ainsi que les protons et les neutrons sont des nucléons pairs à l'état

s et impairs à l'état p. Déterminons, par exemple, la parité du noyau $^7_3$Li. Selon le modèle nucléaire en couche (cf. ch. X), ce noyau à l'état fondamental se compose de quatre nucléons s et de trois nucléons p. En conséquence la parité de ce noyau est égale à $(-1)^3 = -1$. D'autre part la particule α se compose de quatre nucléons à l'état s et sa parité intrinsèque est donc égale à $+1$. L'expérience montre que lorsque l'énergie des protons incidents est inférieure à 0,5 MeV environ, la réaction nucléaire

$$p + {}^7_3\text{Li} \rightarrow \alpha + \alpha + 17{,}1 \text{ MeV}$$

est bloquée quoiqu'elle soit fortement exothermique (cela signifie que sa probabilité est faible). Cela tient à ce que la parité de deux particules α est égale à $+1$. A ces énergies la parité du proton est aussi égale à $+1$. Mais la parité du noyau $^7_3$Li est égale à -1, de sorte que la loi de la conservation de la parité est violée dans cette réaction.

L'état fondamental des noyaux pair-pair possède une parité positive. Les états fondamentaux des autres noyaux peuvent être pairs ou impairs. A l'état excité les noyaux peuvent avoir des parités qui ne sont pas nécessairement les mêmes qu'à l'état fondamental. Dans les représentations des niveaux nucléaires on indique généralement le spin et la parité de chaque niveau. Le spin est indiqué par un nombre et la parité par les signes + ou —. Par exemple le symbole 2^+ désigne un niveau pair de spin égal à 2 et le symbole $(1/2)^-$ désigne un niveau impair de spin 1/2. L'ensemble des valeurs du spin et de la parité constitue ce qu'on appelle la *configuration des niveaux nucléaires*.

6. Tout ce qui vient d'être dit concerne les particules dont la masse au repos est différente de zéro. Pour les photons et les particules relativistes ayant une masse au repos nulle, on ne peut définir un état avec une valeur déterminée du moment orbital l. On utilise à la place de l une notion analogue appelée *multipôle*. Le multipôle du champ électromagnétique est l'état d'un champ se propageant librement et possédant un moment total déterminé L et une parité déterminée P. Pour un photon libre on peut envisager les états de moment total $L = 1, 2, 3, \ldots$ Le cas particulier $L = 1$ a été examiné au § 37. Il n'existe pas d'état du photon dont le moment total L serait nul. L'état du photon de moment L et de parité $(-1)^L$ est appelé *multipôle* 2^L *électrique* et l'état de même moment et de parité $(-1)^{L+1}$ est appelé *multipôle* 2^L *magnétique*. L'état de $L = 1$ est dit *dipolaire*, de $L = 2$ est dit quadrupolaire, de $L = 3$ octupolaire, etc. Il s'ensuit que le dipôle électrique et le quadrupôle magnétique sont impairs, tandis que le dipôle magnétique et le quadrupôle électrique sont pairs. Pour désigner le quantum de multipôle électrique on utilise le symbole E auquel on attribue la valeur du moment total L. Dans le cas d'un quantum de multipôle magnétique on

remplace la lettre E par la lettre M. Par exemple, le quantum dipolaire électrique est noté $E1$, le quantum dipolaire magnétique $M1$, le quantum quadrupolaire électrique $E2$, etc.

La terminologie des multipôles se fonde sur la conception classique du multipôle (cf. paragraphe suivant). C'est ainsi que les vibrations du moment dipolaire électrique donnent naissance à l'émission d'un rayonnement électromagnétique qui du point de vue quantique se compose de photons $E1$.

Si la longueur d'onde réduite du photon $\lambdabar \equiv \lambda/2\pi$ est beaucoup plus grande que les dimensions R du système physique avec lequel interagit le photon ($R \ll \lambdabar$), à cette interaction participent de préférence les multipôles d'ordre le plus bas compatibles avec les lois de la conservation du moment et de la parité. Toutes choses égales par ailleurs, le rapport de la probabilité d'émission (ou d'absorption) d'un multipôle quantique électrique 2^L à la probabilité correspondante de l'émission (de l'absorption) d'un quantum $E1$ est de l'ordre de $(R/\lambdabar)^{2(L-1)}$. Dans le cas de l'émission (ou de l'absorption) d'un quantum magnétique de même multipolarité 2^L, le même rapport sera de l'ordre de $(R/\lambdabar)^{2L}$, i.e. $(\lambdabar/R)^2$ fois plus petit. De là vient que les probabilités d'émission des quanta $E2$ et $M1$ sont généralement peu différentes l'une de l'autre. En effet le rapport $(R/\lambdabar)^2$ est du même ordre de grandeur que $(v/c)^2$, v étant la vitesse de la particule chargée dans le système (par exemple vitesse du proton dans le noyau) tandis que le rapport des intensités des champs électrique et magnétique créés par la charge en mouvement est de l'ordre de v/c.

Les considérations développées dans ce paragraphe s'appliquent également aux multipôles des molécules, des atomes, des noyaux et des particules élémentaires. Examinons, par exemple, la règle de sélection (40.1), qui concerne l'émission (ou l'absorption) d'un photon par un atome ne possédant qu'un seul électron de valence. Le photon émis est un dipôle électrique impair, comme on l'a vu plus haut. A la suite de l'émission de ce photon la parité de l'atome varie de $(-1)^{\Delta l}$ fois et la parité du système « atome + photon émis » varie de $(-1)^{\Delta l \pm 1}$ fois. La loi de la conservation de la parité appliquée à une émission dipolaire n'admet que les valeurs $\Delta l = \pm 1$. La valeur $\Delta l = 0$ (quoique permise par la loi de la conservation du moment) est interdite par la loi de la conservation de la parité. Il importe de noter une fois de plus que cette interdiction concerne *l'émission dipolaire électrique*. L'émission de quanta électriques quadrupolaires et de quanta magnétiques dipolaires est possible et conduit à l'apparition dans les spectres de raies dites interdites. La probabilité d'émission de ces quanta est cependant près de $(\lambdabar/R)^2$ fois plus petite que celle d'une émission électrique dipolaire; ces émissions ne se manifestent que lorsque cette dernière émission est interdite pour une raison quelconque.

Du fait de l'existence des interactions faibles, la fonction d'onde des systèmes comporte toujours des traces d'un état de parité opposée. C'est pour cela que si la transition *M1* est autorisée en parité et en moment, elle sera accompagnée d'une faible transition *E1*. Les interférences de *M1* et de *E1* déterminent la polarisation circulaire des quanta ou bien leur émission asymétrique par rapport au spin (à spin parallèle et antiparallèle).

§ 70. Propriétés électriques et forme du noyau

1. Les grandeurs caractérisant les propriétés électriques du noyau peuvent être introduites exactement de la même façon qu'en électrostatique pour un système de charges ponctuelles localisées dans une petite région de l'espace. On considérera donc les nucléons du noyau comme des objets ponctuels quoique ce ne soit pas nécessaire. Dans un champ électrique extérieur constant de potentiel φ l'énergie potentielle du noyau est donnée par l'expression

$$U=\sum_{\alpha} e\varphi(x_{\alpha i}), \tag{70.1}$$

la sommation ne concernant que les protons du noyau, puisque les neutrons étant dénués de charge ne peuvent contribuer à cette énergie. La fonction $\varphi(x_{\alpha i})$ désigne le potentiel du champ extérieur à l'emplacement du proton α et $x_{\alpha i}$ est l'ensemble des coordonnées cartésiennes de ce même proton ($i=1, 2, 3$; $x_1\equiv x$, $x_2\equiv y$, $x_3\equiv z$). L'expression (70.1) s'écrira donc

$$U=\sum_{\alpha} e\varphi(x_{\alpha}, y_{\alpha}, z_{\alpha})=\sum_{\alpha} e\varphi(\boldsymbol{r}_{\alpha}). \tag{70.1a}$$

Plaçons l'origine des coordonnées au centre de masse du noyau tout entier (en tenant compte des neutrons) et remarquons qu'aux distances comparables aux dimensions linéaires du noyau le champ électrique extérieur ne varie que faiblement. Dans ces conditions il convient de développer le potentiel $\varphi(x_{\alpha i})$ en une série de puissances des coordonnées:

$$\varphi(x_{\alpha i})=\varphi(0)+x_{\alpha i}\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x_i}\right)_0+\frac{1}{2}x_{\alpha i}x_{\alpha k}\left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_i\,\partial x_k}\right)_0+\ldots,$$

où, conformément aux règles du calcul tensoriel, la sommation doit concerner les indices appariés des coordonnées (l'indice α sert à étiqueter le proton). En portant ce développement dans (70.1) il vient

$$U=\varphi(0)\sum_{\alpha} e+\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x_i}\right)_0\sum_{\alpha} ex_{\alpha i}+ \\ +\frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial x_i\,\partial x_k}\right)_0\sum_{\alpha} ex_{\alpha i}x_{\alpha k}+\ldots \tag{70.2}$$

Le premier terme de cette somme, qui est le plus important, représenterait l'énergie du noyau chargé dans le champ électrique extérieur, si toute sa charge était localisée en un point confondu avec l'origine des coordonnées. Ce terme peut s'écrire sous la forme $Ze\,\varphi(0)$; il caractérise en gros les propriétés électriques du noyau et ne fournit aucun renseignement sur la distribution de la charge dans le volume du noyau.

2. Le deuxième terme de la somme (70.2) contient les trois composantes du vecteur $\boldsymbol{d} = \sum_\alpha e\boldsymbol{r}_\alpha$, où $\boldsymbol{r}_\alpha = \boldsymbol{r}_\alpha(x_\alpha, y_\alpha, z_\alpha)$. C'est le *moment dipolaire électrique du noyau*. Bien entendu l'expression $\boldsymbol{d} = \sum_\alpha e\boldsymbol{r}_\alpha$ n'est pas invariante par rapport au choix de l'origine des coordonnées puisque la charge totale $\sum_\alpha e$ du noyau est différente de zéro. C'est pour pouvoir définir univoquement le vecteur $\boldsymbol{d}$ qu'on a placé l'origine des coordonnées au centre de masse du noyau. On pourrait penser qu'après la charge le moment dipolaire $\boldsymbol{d}$ est la principale caractéristique électrique du noyau à l'état fondamental. Mais il semblerait qu'à l'état fondamental le centre de masse du noyau est simultanément centre de symétrie de la répartition des charges. Cela implique qu'à toute charge située au point $\boldsymbol{r}$ correspond une charge de même valeur et de même signe située au point $-\boldsymbol{r}$. Par conséquent, le moment dipolaire électrique du noyau à l'état fondamental est égal à zéro. Lorsque le noyau est excité, il n'en est plus de même, ne serait-ce que du fait du mouvement des nucléons dans le noyau qui perturbe la répartition symétrique des protons par rapport au centre de masse du noyau. (On notera que cela ne concerne pas le moment magnétique de noyau. Une analogie classique permet de s'en rendre compte. Considérons une bille uniformément chargée animée d'un mouvement de rotation autour de l'un de ses diamètres. On voit apparaître un moment magnétique dipolaire quoique la symétrie par rapport au centre de la bille reste totale.)

3. Le noyau à l'état fondamental ne possédant pas de moment dipolaire électrique, ses interactions avec le champ électrique extérieur font intervenir, outre la charge elle-même, le troisième terme de la formule (70.2) qui représente l'*interaction quadrupolaire*. L'influence des termes supérieurs correspondant aux différents *moments multipolaires* étant faible, nous n'en tiendrons pas compte. Le terme du moment quadrupolaire renferme les dérivées secondes du potentiel φ par rapport aux coordonnées et de ce fait l'interaction quadrupolaire est nulle dans un champ électrique uniforme, et c'est ce qui la distingue de l'interaction dipolaire.

Ramenons le terme quadrupolaire de (70.2) à sa forme usuelle. Pour que les formules restent maniables on supprimera l'indice de

sommation α auprès de toutes les coordonnées des particules. En vertu de l'équation de Laplace

$$\Delta\varphi \equiv \frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2} \equiv \frac{\partial^2\varphi}{\partial x_k^2} = 0$$

ou

$$\delta_{ik} \frac{\partial^2\varphi}{\partial x_i\, \partial x_k} = 0,$$

où δ_{ik} est le tenseur unitaire ($\delta_{ik} = 1$ pour $i = k$ et $\delta_{ik} = 0$ pour $i \neq k$). Il en résulte

$$\frac{1}{2} \sum x_i x_k \frac{\partial^2\varphi}{\partial x_i\, \partial x_k} = \frac{1}{2} \sum (x_i x_k + \lambda\delta_{ik}) \frac{\partial^2\varphi}{\partial x_i\, \partial x_k},$$

où λ est un nombre arbitraire. On le choisit tel que la trace du tenseur $(\sum x_i x_k + \lambda\delta_{ik})$, i.e. la somme de ses termes diagonaux $\sum (x_i x_i + \lambda\delta_{ii}) = \sum (r^2 + 3\lambda)$, soit nulle. Dans ce cas l'énergie de l'interaction quadrupolaire du noyau avec le champ électrique extérieur se laisse écrire sous la forme suivante:

$$U_{\text{quadr}} = \frac{e}{6} \sum (3x_i x_k - r^2\delta_{ik}) \frac{\partial^2\varphi}{\partial x_i\, \partial x_k}$$

ou

$$U_{\text{quadr}} = \frac{e}{6} Q_{ik} \frac{\partial^2\varphi}{\partial x_i\, \partial x_k}, \tag{70.3}$$

où

$$Q_{ik} = \sum (3x_i x_k - r^2\delta_{ik}) \tag{70.4}$$

et

$$\begin{aligned} Q_{xx} &= \sum (3x^2 - r^2) = \sum (2x^2 - y^2 - z^2), \\ Q_{yy} &= \sum (3y^2 - r^2) = \sum (2y^2 - z^2 - x^2), \\ Q_{zz} &= \sum (3z^2 - r^2) = \sum (2z^2 - x^2 - y^2), \\ Q_{xy} &= Q_{yx} = \sum 3xy, \\ Q_{yz} &= Q_{zy} = \sum 3yz, \\ Q_{zx} &= Q_{xz} = \sum 3zx. \end{aligned} \tag{70.5}$$

Le tenseur Q_{ik} est le *tenseur du moment quadrupolaire* du noyau. Il est nul dans le cas d'un corps à symétrie sphérique. Avec un autre choix de la constante λ on n'aurait pas obtenu ce résultat et c'est ce qui justifie le choix qui a été fait.

On a déjà signalé au § 62 que l'interaction du moment magnétique du noyau avec le champ magnétique créé par le cortège électronique de l'atome est responsable de la structure fine des raies spectra-

les. Néanmoins cette interaction n'est pas toujours suffisante pour expliquer ce phénomène. Une autre cause de ce phénomène réside dans l'interaction quadrupolaire du noyau atomique avec le gradient du champ électrique créé par les électrons atomiques. L'étude de la structure hyperfine des raies spectrales constitue l'une des méthodes de détermination des moments quadrupolaires électriques des noyaux, une autre étant la méthode de résonance radiospectroscopique.

4. Généralement on entend par moment quadrupolaire du noyau non pas le tenseur Q_{ik} lui-même, mais la *valeur de sa plus grande composante* dans le système de coordonnées dans lequel Q_{ik} est diagonal. Si l'on prend pour axe Z l'axe principal correspondant, on aura

$$Q = \sum (3z^2 - r^2). \tag{70.6}$$

Cette grandeur est homogène à une surface. Une unité de mesure commode est le barn égal à 10^{-24} cm^2.

On distingue le moment quadrupolaire *extérieur* (moment *observable*) et le moment quadrupolaire *intrinsèque* du noyau. Le moment quadrupolaire extérieur (noté Q) est mesuré dans le référentiel de laboratoire. Le moment quadrupolaire intrinsèque noté Q_0 est évalué dans le système de coordonnées tournant avec le noyau autour de son centre de masse (axes principaux ou axes intrinsèques du noyau). En raison des vibrations de zéro de l'axe principal du noyau par rapport au référentiel du laboratoire ces deux moments ne coïncident pas dans le cas général. Le moment quadrupolaire extérieur est la valeur moyenne du moment quadrupolaire du noyau se trouvant dans l'état caractérisé par le carré de son moment cinétique total $I(I+1)$ et par sa plus grande projection I sur une direction donnée de l'espace. En conséquence $Q_0 \geqslant Q$. L'analyse de la structure hyperfine des raies spectrales et les méthodes radiospectroscopiques qui ont été mentionnées plus haut ne permettent de déterminer expérimentalement que le moment quadrupolaire extérieur Q. Connaissant Q on peut calculer le moment quadrupolaire intrinsèque Q_0 à l'aide de la formule

$$Q = Q_0 \frac{I(2I-1)}{(I+1)(2I+1)}, \tag{70.7}$$

qu'on établit en mécanique quantique. Pour faire ce calcul il faut que le spin I du noyau soit différent de 0 ou de 1/2. Le moment quadrupolaire extérieur d'un noyau de spin 0 ou 1/2 est égal à zéro et la formule (70.7) ne permet de tirer aucune conclusion concernant Q_0. Il existe aussi une méthode de mesure directe de Q_0. Le moment quadrupolaire intrinsèque est une mesure de la déviation de la distribution réelle de la charge électrique dans le noyau par rapport à la distribution sphérique.

Nombre de noyaux possèdent un axe de symétrie de rotation et un plan de symétrie perpendiculaire à cet axe et contenant le centre de masse du noyau. On admet que le noyau a la forme d'un ellipsoïde de révolution. Le moment quadrupolaire d'un noyau ellipsoïdal allongé est positif et celui d'un ellipsoïde aplati est négatif. La forme non sphérique du noyau se manifeste dans l'apparition de *niveaux d'énergie rotationnels* dans le spectre énergétique du noyau du fait de la rotation du noyau autour d'un axe perpendiculaire à l'axe de symétrie du noyau. Les noyaux plus complexes peuvent avoir à l'état fondamental la forme d'un ellipsoïde triaxial, ce qui complique encore la structure du système des niveaux d'énergie.

On indique dans le tableau 10 quelques valeurs des moments

Tableau 10

Moments quadrupolaires extérieurs de quelques noyaux atomiques

Symbole du noyau	Q, 10^{-24} cm^2	Symbole du noyau	Q, 10^{-24} cm^2
${}^{2}_{1}H$	+0,0027	${}^{99}_{43}Tc$	+0,34
${}^{10}_{5}B$	+0,074	${}^{115}_{49}In$	+1,198
${}^{14}_{7}N$	+0,0071	${}^{119}_{50}Sn$	—0,08
${}^{17}_{8}O$	—0,027	${}^{138}_{37}La$	+2,7
${}^{35}_{17}Cl$	—0,084	${}^{175}_{71}Lu$	+5,9
${}^{37}_{17}Cl$	—0,066	${}^{179}_{72}Hf$	+3
${}^{69}_{31}G$	+0,243	${}^{181}_{73}Ta$	+6
${}^{79}_{35}Br$	+0,33	${}^{204}_{81}Bi$	—0,19
${}^{85}_{37}Rb$	+0,27	${}^{235}_{92}U$	+4,0
${}^{91}_{40}Zr$	—0,46	${}^{241}_{95}Am$	+4,9
${}^{93}_{41}Nb$	—0,3		

quadrupolaires extérieurs déterminés expérimentalement. Certaines valeurs de Q sont anomalement grandes et dépassent de beaucoup le carré R^2 du rayon du noyau. Cela témoigne d'un écart important de la forme de ces noyaux de la forme sphérique.

CHAPITRE IX

LA RADIOACTIVITÉ

§ 71. Introduction

1. La *radioactivité* est une modification spontanée de la composition du noyau atomique qui se produit au cours d'un intervalle de temps notablement plus grand que le temps nucléaire caractéristique ($\sim 10^{-22}$ s). Par une convention quelque peu arbitraire il a été convenu que la modification de la composition du noyau ne doit pas intervenir avant 10^{-12} s après sa création. La désintégration des noyaux se produit souvent au bout de temps beaucoup plus courts, mais ces désintégrations ne sont pas rangées dans la catégorie des phénomènes radioactifs. En soumettant des cibles différentes à l'action de particules dans les accélérateurs, une multitude de noyaux différents sont créés et aussitôt détruits et ne peuvent donc être considérés comme des noyaux constitués. La durée de 10^{-12} s, qui du point de vue usuel est extrêmement courte, doit être considérée comme longue à l'échelle nucléaire. Au bout d'un tel laps de temps un grand nombre de processus arrivent à se produire dans le noyau et celui-ci a le temps de se constituer normalement.

Les forces nucléaires qui s'exercent entre les nucléons, étant des forces d'attraction, assurent le maintien des nucléons dans le noyau. Les forces coulombiennes s'exerçant entre les protons étant répulsives exercent un effet déstabilisateur sur le noyau. C'est la concurrence de ces deux types de forces qui détermine pour l'essentiel la formation des noyaux atomiques.

Les noyaux qui sont sujets aux désintégrations radioactives sont dits *radioactifs* et les autres sont dits noyaux *stables*. Cette classification est fort conventionnelle puisque tous les noyaux sont susceptibles de désintégration spontanée, mais leurs vitesses de destruction sont différentes.

La majorité des noyaux radioactifs ont été obtenus par voie artificielle en bombardant les cibles avec différentes particules. Dans ce cas le noyau radioactif nouvellement formé peut être considéré comme un *noyau composé ayant une vie longue* et subissant une décomposition ultérieure. Il n'y a aucune différence de principe entre une désintégration radioactive et la transformation d'un noyau composé.

La *radioactivité artificielle* a été observée pour la première fois par Irène (1897-1956) et Frédéric (1900-1958) Joliot-Curie.

On distingue plusieurs types de désintégration radioactive: a) *désintégration* α; 2) *désintégration* β; 3) *fission spontanée* du noyau atomique; 4) *désintégration avec émission d'un proton*; 5) *désintégration avec émission de deux protons*, etc.

Dans le cas d'une désintégration α le noyau éjecte spontanément une particule α ($^4_2$He). Le nombre de charge du noyau diminue alors de deux unités et il se forme ainsi un nouvel élément décalé de deux cases vers la gauche dans le tableau périodique.

Il existe trois types de désintégration β: 1) *désintégration* β^- ou *électronique*, 2) *désintégration* β^+ ou *positonique*, 3) *désintégration avec capture électronique*. Dans la désintégration β^- le noyau éjecte un électron et un antineutrino $\tilde{\nu}$ (cf. § 74, 8). Le nombre de masse du noyau ne change pas mais le nombre de charge augmente d'une unité (décalage d'une case vers la droite dans le tableau périodique des éléments). La désintégration β^+ s'accompagne de l'émission d'un positon e^+ et d'un neutrino ν (décalage d'une case vers la gauche dans le tableau périodique sans variation du nombre de masse). La radioactivité β^+ a été découverte en 1934 par Irène et Frédéric Joliot-Curie. Au cours d'une capture électronique le noyau capte un électron du cortège électronique de l'atome, de sorte que le nombre de charge diminue d'une unité comme dans la désintégration β^+ sans que le nombre de masse change. Si l'électron capté par le noyau provient de la couche *K* de l'atome on dit qu'il s'agit d'une *capture K*.

En 1940, G. Flerov et K. Petrjack découvrirent la fission spontanée du noyau d'uranium. Un exemple en est

$$^{238}_{92}\mathrm{U} \to {}^{139}_{54}\mathrm{Xe} + {}^{96}_{38}\mathrm{Sr} + 3^1_0n.$$

Les noyaux comportant trop de protons peuvent en principe subir des *désintégrations radioactives avec émission d'un ou de deux protons*, mais ces processus sont difficilement discernables sur le fond des désintégrations α et β^+ qui se produisent simultanément et qui conduisent à la formation des isotopes des mêmes éléments chimiques. La radioactivité protonique ne s'observe que dans le cas d'un petit nombre de noyaux légers produits artificiellement à vie relativement courte et possédant un grand excès de protons. Néanmoins on a décelé des désintégrations avec émission d'un et de deux protons. Selon V. Goldansky (né en 1923) la probabilité de la radioactivité biprotonique serait plus grande que celle d'une radioactivité avec émission d'un seul proton. Cela tient à ce que les protons étant soumis à des forces d'appariement le noyau peut éjecter un seul proton ou un couple de protons ayant des spins opposés.

Le noyau peut éjecter aussi des nucléons associés en des particules plus grosses que les noyaux ^{4}He (particules α) telles que les

noyaux de carbone. Comme le noyau initial ne renferme pas de noyaux de carbone « préfabriqués » ce dernier processus est difficilement réalisable. Remarquons cependant que les noyaux ne renferment pas non plus de particules α toutes prêtes et elles se forment juste avant leur émission par le noyau. La probabilité de formation des particules α est incomparablement plus forte que celle de la formation de noyaux de carbone. Néanmoins, en 1984, on a enregistré à l'Université d'Oxford la transmutation spontanée d'isotopes instables de radium en plomb avec émission des noyaux de l'isotope ^{14}C du carbone:

$$^{222}_{88}Ra \to {}^{208}_{82}Pb + {}^{14}_{6}C,$$
$$^{223}_{88}Ra \to {}^{209}_{82}Pb + {}^{14}_{6}C,$$
$$^{224}_{88}Ra \to {}^{210}_{82}Pb + {}^{14}_{6}C.$$

Tous les noyaux des isotopes ^{222}Ra, ^{223}Ra et ^{224}Ra sont radioactifs avec des périodes respectivement égales à 39 s, 11 jours et 3,6 jours. La probabilité d'émission d'un noyau ^{14}C est près de 10^{10} fois moindre que celle de l'émission d'une particule α et c'est la raison de la rareté de ce type de désintégration. Le fait que l'un des produits de la désintégration est l'isotope ^{14}C du carbone et non l'isotope ^{12}C peut être attribué à ce qu'il est énergétiquement avantageux de voir se former le noyau doublement magique $^{208}_{82}Pb$ ou des noyaux voisins (cf. § 78). En 1985, à Doubna, en U.R.S.S., ainsi qu'aux U.S.A., on a observé des désintégrations s'accompagnant de l'émission de noyaux encore plus lourds, à savoir des noyaux de néon:

$$^{233}_{92}U \to {}^{209}_{82}Pb + {}^{24}_{10}Ne,$$
$$^{233}_{92}U \to {}^{208}_{82}Pb + {}^{25}_{10}Ne,$$
$$^{232}_{92}U \to {}^{208}_{82}Pb + {}^{24}_{10}Ne,$$
$$^{231}_{91}Pa \to {}^{207}_{81}Tl + {}^{24}_{10}Ne.$$

La probabilité des trois premiers processus est près de 10^{12} fois et celle du quatrième de 10^{11} fois plus petite que la probabilité d'une désintégration α.

La désintégration radioactive des noyaux produits par fission du noyau père conduit à la formation de noyaux excités riches en neutrons. La désintégration de ces noyaux donne naissance à des *neutrons* dits *retardés*. On serait tenté de désigner ces processus sous le nom de *radioactivité neutronique*, mais cela ne se fait pas car la désintégration par émission de neutrons se produit de façon pratiquement instantanée.

2. Tout processus de désintégration radioactive doit respecter la loi de la conservation de l'énergie. Si le noyau initial est immobile, cette loi de la conservation peut s'exprimer sous la forme sui-

vante :

$$M_{in}c^2 = M_{fin}c^2 + \sum_i M_i c^2 + \mathscr{E}, \qquad (71.1)$$

où M_{in} et M_{fin} sont les masses du noyau initial et du noyau final, M_i les masses des particules émises, $\mathscr{E}$ est l'énergie cinétique libérée au cours de la désintégration radioactive. Ne peuvent évoluer spontanément que les transformations s'accompagnant d'une libération d'énergie, ce qui implique que l'énergie $\mathscr{E}$ est essentiellement positive. Il s'ensuit que la désintégration radioactive ne peut avoir lieu que si $M_{in} > M_{fin} + \sum M_i$. Cette condition est nécessaire mais non suffisante, car pour que la transformation soit possible, il faut que soient vérifiées encore d'autres lois de conservation (du moment cinétique, des charges électrique, baryonique, leptonique, etc.).

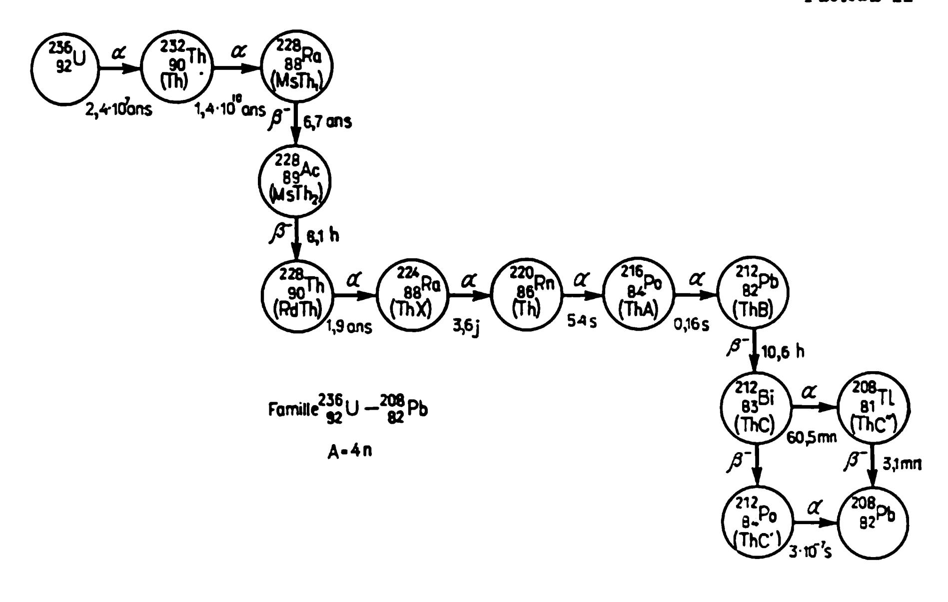
3. Tous les éléments émetteurs de particules α et β peuvent être groupés en quatre familles. Dans chacune de ces familles le nombre de masse A s'exprime par la formule

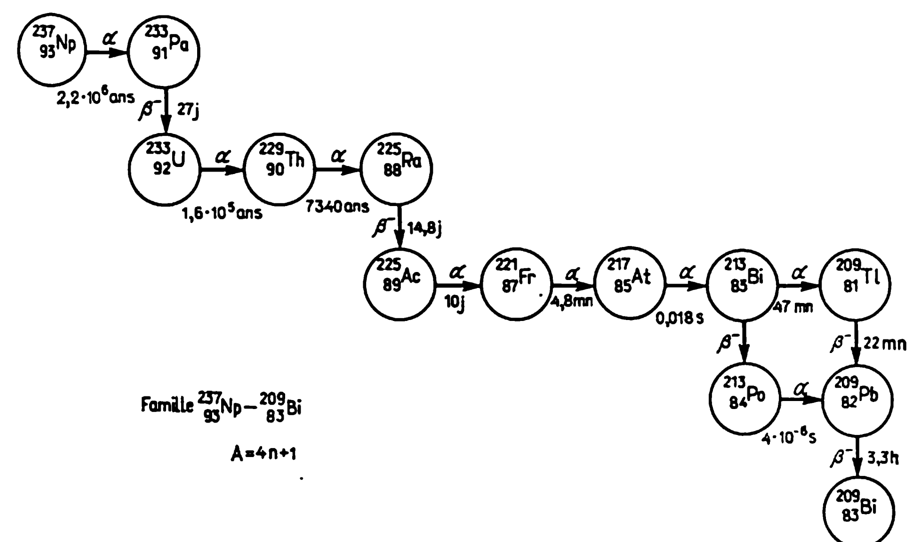
$$A = 4n + C, \qquad (71.2)$$

où C est une quantité constante pour chaque famille et n un nombre entier variable. Le passage d'un élément à un autre s'effectue par transformation α ou β. En conséquence dans chaque famille deux éléments voisins possèdent des nombres de masse qui sont soit égaux soit différents de quatre unités. A la valeur $C = 0$ ($n \leqslant 59$) correspond la famille du thorium, à la valeur $C = 1$ ($n < 60$) la famille du neptunium, à la valeur $C = 2$ ($n < 60$) la famille de l'uranium et à la valeur $C = 3$ ($n < 59$) correspond la famille de l'actino-uranium. La famille du neptunium ($C = 1$) se compose d'isotopes artificiels qu'on ne trouve pas dans la nature.

4. Le tableau 11 représente la filiation pour les quatre familles radioactives. Considérons par exemple la famille de l'uranium. Le corps de départ est l'élément α-radioactif ^{238}U ayant une période de $4{,}56 \cdot 10^9$ ans. Après avoir subi une désintégration α cet élément se transforme en $^{234}_{90}Th$ qui est un élément à radioactivité β^-. Après deux désintégrations β^- consécutives, la première ayant une période de 24 jours et la seconde de 6,74 heures, on obtient le radioélément $^{234}_{92}U$ ayant une période de désintégration égale à $2{,}48 \cdot 10^5$ ans. Ce dernier subit cinq désintégrations α successives ; parmi les éléments radioactifs qui résultent de ces processus on trouve l'élément radioactif α radium $^{226}_{88}Ra$ ayant une période de 1617 ans ; après $^{226}_{88}Ra$ on trouve le radon $^{222}_{86}Rn$, etc. On notera que les isotopes radioactifs $^{214}_{83}Bi$ et $^{210}_{83}Bi$ peuvent se transformer respectivement en $^{210}_{82}Pb$ et $^{206}_{82}Pb$ en suivant deux voies différentes indiquées dans le tableau 11. La famille de l'uranium aboutit au plomb $^{206}_{82}Pb$, élément stable. Les autres familles radioactives ont des filiations analogues. Dans les

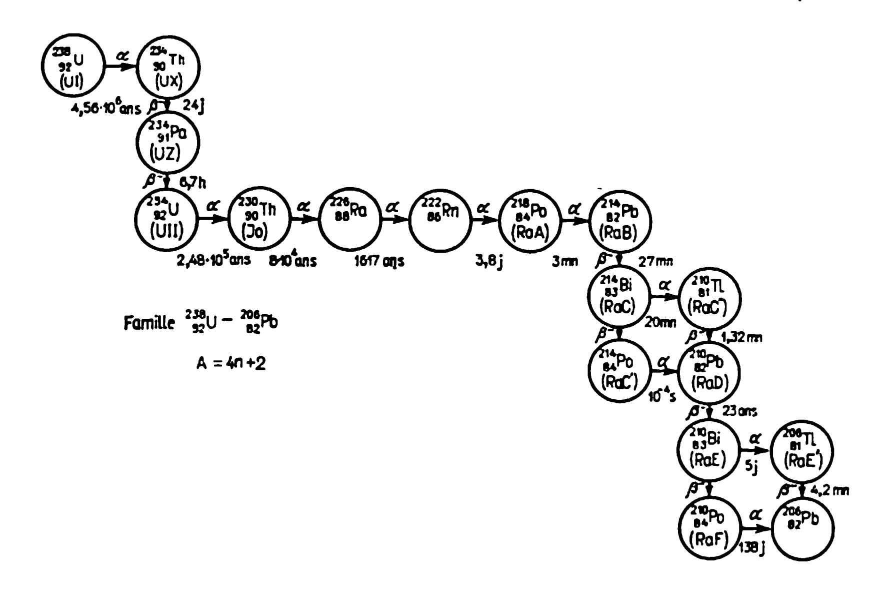
Tableau 11

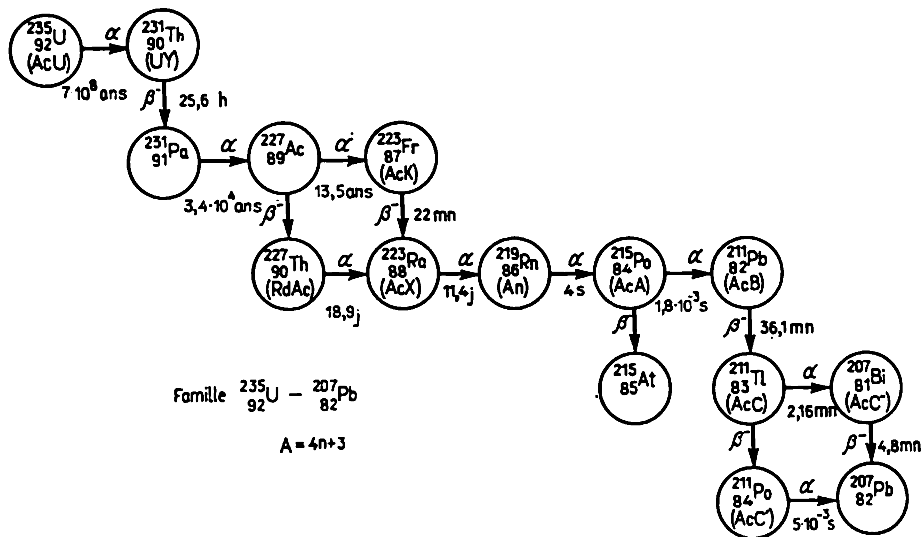




familles naturelles du thorium et de l'actino-uranium on trouve d'autres isotopes de radium et de radon. Toutes les familles radioactives naturelles aboutissent à différents isotopes stables du plomb : $^{208}_{82}Pb$, $^{206}_{82}Pb$, $^{207}_{82}Pb$. L'existence de trois isotopes de plomb stables

Tableau 11 (suite)





témoigne d'une stabilité particulièrement grande des noyaux de plomb, contenant le nombre magique de protons (82 protons).

On a déjà indiqué dans le § 47 que le tableau périodique ne prend pas fin avec l'élément naturel le plus lourd $^{238}_{92}$U, mais continue avec

les éléments transuraniens, qui sont tous radioactifs. La période de désintégration de l'isotope $^{239}_{94}Pu$ du plutonium est la plus longue, égale à 24 000 ans. On peut affirmer que si ces éléments existaient jadis sur la Terre dans les conditions naturelles ils ont complètement disparu à la suite des transformations radioactives au cours de l'existence de la Terre. Tous les éléments transuraniens sont produits artificiellement. Compte tenu des transuraniens on pourrait ajouter d'autres familles radioactives dans le tableau 11. Dans un avenir lointain tous les éléments plus lourds que le plomb et le bismuth doivent disparaître sur la Terre à condition que la Terre existe encore. La présence de ces éléments dans les conditions naturelles constitue une preuve de l'âge limité de notre planète, qui selon des estimations différentes serait égal à 4-4,5 milliards d'années.

Les procédés utilisés pour la préparation des éléments transuraniens seront décrits au § 94.

§ 72. Lois des désintégrations radioactives

1. Les désintégrations radioactives sont des *phénomènes statistiques*. Toutes les prévisions qui peuvent être énoncées en se fondant sur les lois des désintégrations radioactives présentent par principe un *caractère probabiliste*. On ne peut jamais indiquer quels atomes de la substance radioactive se désintégreront au cours d'un temps donné, mais on peut prédire avec une certitude pratiquement absolue le nombre d'atomes qui seront détruits au cours de ce temps. Par exemple, dans le cas du radon la moitié des atomes seront détruits au bout de 3,8 jours. Cette prédiction probabiliste sera réalisée d'autant plus exactement que la quantité de radon est grande.

La probabilité λ de désintégration d'un noyau par unité de temps est appelée *constante de désintégration* de l'élément radioactif. Si nous désignons par N le nombre initial de noyaux d'un élément radioactif, le nombre moyen d'atomes qui se désintègrent dans l'unité de temps est égal à λN et le nombre de noyaux qui se désintégreront au bout d'un temps dt est égal à $\lambda N\,dt$. Le produit λN est appelé *activité*. L'unité d'activité la plus ancienne et la plus utilisée encore est le *curie* (symbole Ci) et ses sous-multiples: le *millicurie* (1mCi $= 10^{-3}$ Ci) et le *microcurie* (1µCi $= 10^{-6}$ Ci). Selon la définition initiale le curie est l'activité d'un gramme de radium. Actuellement on utilise la définition suivante: le curie est l'activité d'une quantité de radioélément pour laquelle le nombre de désintégrations par seconde est égal à $3{,}700\cdot 10^{10}$; donc

$$1 \text{ Ci} = 3{,}700\cdot 10^{10} \text{ désintégrations/s (valeur exacte).}$$

L'activité d'un gramme de radium n'est qu'approximativement égale à 1 Ci.

On utilise parfois une autre unité — le *rutherford*,

$$1 \text{ Rd} = 10^6 \text{ désintégrations/s.}$$

L'unité naturelle d'activité est une désintégration par seconde. C'est l'unité qui est adoptée par le système international d'unités.

Comme les transformations radioactives ont pour siège le noyau, les conditions extérieures (température, pression, réactions chimiques, etc.) n'exercent pratiquement aucune influence sur ces transformations. En tout cas on n'a jamais réussi à déceler une telle influence même à l'aide des méthodes les plus précises dont disposait la physique avant la découverte de l'effet Mössbauer. Plus particulièrement on n'a pas réussi à déceler l'influence des conditions extérieures sur la constante de désintégration radioactive λ. La seule exception connue est la capture électronique ; dans ce cas on a réussi à mettre en évidence, dès avant l'utilisation de la spectroscopie de Mössbauer, une faible dépendance de λ avec les conditions extérieures. Mais dans ce cas le phénomène dépend non seulement des processus évoluant à l'intérieur du noyau, mais également dans les couches électroniques qui en sont les plus rapprochées. Ce n'est qu'à l'aide de la spectroscopie Mössbauer (cf. § 76) qu'on a réussi à mettre clairement en évidence l'influence que le cortège électronique de l'atome exerce sur l'évolution des processus nucléaires. Dans la majorité des cas cette influence ne joue aucun rôle. La constante λ est indépendante du temps. On serait tenté de dire que les noyaux radioactifs meurent sans jamais vieillir.

2. Enonçons maintenant la principale loi des désintégrations radioactives. Soient N le nombre (très grand) de noyaux radioactifs à l'instant t et $N + dN$ leur nombre à l'instant $t + dt$. La quantité dN est négative puisque les noyaux ne peuvent que se désintégrer, ce qui implique que leur nombre diminue avec le temps. Par définition

$$dN = -\lambda N\, dt. \tag{72.1}$$

Comme λ ne dépend pas du temps, on trouve en intégrant

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \tag{72.2}$$

ce qui exprime le fait que le nombre de noyaux non désintégrés diminue exponentiellement en fonction du temps. On peut mesurer t à partir d'un instant arbitraire pris pour instant initial. La constante N_0 désigne le nombre de noyaux non désintégrés à l'instant initial. La formule (72.2) exprime la loi fondamentale des désintégrations radioactives. Bien entendu elle ne concerne que les atomes des substances radioactives susceptibles de désintégration et non pas ceux qui peuvent apparaître ou disparaître à la suite d'autres processus.

On peut exprimer la constante radioactive λ d'un élément en termes de la durée de vie moyenne des noyaux radioactifs. Etant

donné que dans l'intervalle de temps compris entre t et $t + dt$ se désintègrent $(-dN)$ noyaux, on peut donc dire que chacun de ces noyaux « vit » pendant le temps t depuis l'instant initial. La durée de vie totale de ces $(-dN)$ noyaux est égale à $-t.dN$, et la durée de vie totale des N_0 noyaux est donnée par l'intégrale

$$-\int_{N_0}^{0} t\,dN = \lambda \int_0^\infty tN\,dt = \lambda N_0 \int_0^\infty t e^{-\lambda t}\,dt = \frac{N_0}{\lambda}.$$

La durée de vie moyenne d'un noyau radioactif est donc égale à $\tau = (N_0/\lambda) : N_0$, i.e.

$$\tau = \frac{1}{\lambda}. \tag{72.3}$$

Cette durée de vie moyenne est indépendante du choix de l'instant initial, ce qui est d'ailleurs tout à fait naturel puisque tous les instants sont équivalents en ce qui concerne la désintégration radioactive. Des instants différents se caractérisent par des valeurs différentes du nombre total N_0 d'atomes radioactifs, mais le nombre relatif $-\dot{N}/N$ d'atomes détruits par seconde est le même à tous les instants et est égal à la constante de désintégration radioactive λ. Notons encore que la durée de vie moyenne τ est usuellement appelée *durée de vie* du noyau en omettant le qualificatif « moyenne ».

En utilisant la notion de durée de vie la formule (72.1) peut s'écrire comme suit :

$$N = N_0 e^{-t/\tau}. \tag{72.4}$$

Le temps $T_{1/2}$ nécessaire pour que le nombre d'atomes radioactifs diminue de moitié est appelé *période de désintégration* de l'élément radioactif. D'après (72.4)

$$N = \frac{N_0}{2} = N_0 e^{-T_{1/2}/\tau},$$

d'où

$$T_{1/2} = \tau \ln 2 = 0,6931\tau. \tag{72.5}$$

Lorsque deux processus compétitifs évoluent parallèlement et que les particules N peuvent émettre simultanément un nombre N_1 de particules d'une certaine sorte selon l'équation $dN_1 = -\lambda_1 N\,dt$ et un nombre N_2 de particules d'une sorte différente selon l'équation $dN_2 = -\lambda_2 N_2\,dt$, on doit avoir

$$dN = dN_1 + dN_2 = -(\lambda_1 + \lambda_2)\,N\,dt.$$

On en conclut que l'inverse de la durée de vie « résultante » est égale à la somme des inverses des durées de vie relatives à chacun des processus compétitifs.

3. La désintégration radioactive des noyaux de la substance de départ peut s'accompagner de la production de nouveaux noyaux radioactifs. Dans ce cas les premiers noyaux s'appellent *noyaux pères* et les seconds *noyaux fils*. Notons respectivement N_1 et N_2 les nombres de ces noyaux et λ_1 et λ_2 leurs constantes radioactives. Les variations de N_1 et N_2 seront données alors par les équations

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1, \qquad\qquad (72.6)$$
$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2.$$

La première de ces équations coïncide aux notations près avec l'équation (72.1), puisque le nombre N_1 ne peut que décroître par suite de la désintégration des noyaux pères; chacun de ces noyaux donne naissance à un noyau fils. Le premier terme figurant dans le second membre de la deuxième équation du système (72.6) en tient justement compte, tandis que le terme $-\lambda_2 N_2$ tient compte de la décroissance du nombre de noyaux fils due à leur destruction radioactive.

Si ces derniers sont également radioactifs, leur désintégration conduit à l'apparition de nouveaux noyaux dont le nombre sera noté N_3 et la constante radioactive λ_3. Dans ce cas on devra ajouter au système (72.6) une troisième équation

$$\frac{dN_3}{dt} = \lambda_2 N_2 - \lambda_3 N_3, \qquad (72.7)$$

etc.

Le cas le plus important est celui du système (72.6) concernant des noyaux pères et des noyaux fils de même type. Nous nous limiterons à ce cas. La solution de (72.6) est de la forme

$$N_1 = N_{10} e^{-\lambda_1 t}, \qquad (72.8)$$

$$N_2 = \frac{\lambda_1 N_{10}}{\lambda_2 - \lambda_1} e^{-\lambda_1 t} + \left(N_{20} - \frac{\lambda_1 N_{10}}{\lambda_2 - \lambda_1}\right) e^{-\lambda_2 t}, \qquad (72.9)$$

où N_{10} et N_{20} sont les nombres initiaux N_1 et N_2 des noyaux pères et fils. En particulier à l'instant initial où il n'y a aucun noyau dérivé ($N_{20} = 0$) la formule (72.9) se réduit à

$$N_2 = \frac{\lambda_1 N_{10}}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}). \qquad (72.10)$$

Selon (72.8) et (72.10) le nombre total $N_1 + N_2$ de noyaux ne se conserve pas si les noyaux dérivés subissent une désintégration ($\lambda_2 \neq 0$). Mais si les noyaux dérivés ne se détruisent pas ($\lambda_2 = 0$) il résulte de ces mêmes formules que $N_1 + N_2 = N_{10} =$ const, i.e. le nombre total $N_1 + N_2$ d'atomes se conserve. On arrive immédiatement à ce même résultat en additionnant membre à membre les

équations (72.6) et en remarquant que $\lambda_2 = 0$. De même si les noyaux qui dérivent des noyaux de la première filiation ne sont pas radioactifs ($\lambda_3 = 0$), l'addition de (72.6) et (72.7) montre que $N_1 + N_2 =$ $=$ const, etc.

Un cas particulièrement important est celui où la substance de départ a une grande durée de vie tandis que la substance qui en dérive possède une durée de vie relativement courte ($\lambda_1 \ll \lambda_2$), le temps d'observation t étant négligeable devant la durée de vie τ_1 de la substance de départ ($\lambda_1 t \ll 1$). On pourra alors négliger la variation que subit N_1 au cours du temps t, ce qui revient à poser $N_1 =$ const. Dans ces conditions on tire de (72.8) et (72.10)

$$N_1 = \text{const}, \quad N_2 = \frac{\lambda_1 N_1}{\lambda_2}(1 - e^{-\lambda_2 t}), \tag{72.11}$$

puisqu'on peut négliger λ_1 dans le dénominateur de (72.10). Lorsque $t \to \infty$ le nombre N_2 d'atomes tend asymptotiquement à la saturation $N_2(\infty) = \lambda_1 N_1/\lambda_2$. On arrive pratiquement à la saturation au bout d'un temps $t \approx 3\tau_2$ (fig. 126). A l'état de saturation on a la condition

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2. \tag{72.12}$$

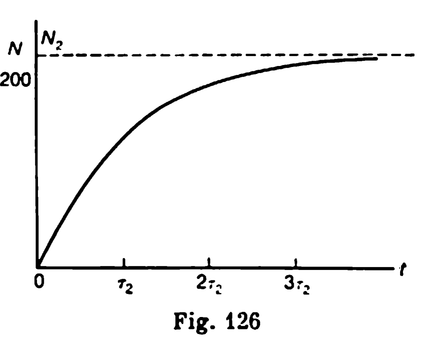


Fig. 126

Cette égalité exprime la *condition de l'équilibre radioactif*. Comme on le voit de (72.6), sa signification physique réside en ce que la désintégration des atomes de la substance dérivée est compensée à chaque instant par l'accroissement de leur nombre dû à la désintégration des atomes de la substance de départ.

4. La loi statistique de la désintégration radioactive est une loi pratiquement exacte lorsque le nombre d'atomes radioactifs est très grand. Cette loi se trouve à la base du fonctionnement de l'horloge atomique qui est utilisée en géologie et en archéologie pour la mesure des intervalles de temps. Décrivons deux exemples d'application de la radioactivité à la mesure des intervalles de temps.

Pour dater avec précision l'âge des fossiles (arbres, ossements d'animaux, etc.) inférieur à 50 000 ans environ on utilise la datation par l'isotope radioactif ${}^{14}_{6}C$ qui par désintégration β se transforme en azote ${}^{14}_{7}N$. La période de ${}^{14}_{6}C$ est de 5800 ans. Connaissant le nombre initial d'atomes de ${}^{14}_{6}C$ dans un échantillon après mesure du nombre subsistant d'atomes, on peut calculer le temps qui s'est écoulé depuis la formation de l'échantillon. L'isotope radioactif ${}^{14}_{6}C$ se forme dans les couches supérieures de l'atmosphère par collision des neutrons provenant des rayons cosmiques avec les noyaux

des atomes d'azote $^{14}_{7}N$ qui est le principal constituant de l'air (cf. § 103, 12). Le carbone $^{14}_{6}C$ ainsi formé pénètre rapidement dans les couches inférieures de l'atmosphère où il se mélange avec le carbone ordinaire $^{12}_{6}C$. Le carbone ordinaire non radioactif est absorbé par les animaux et les plantes et avec lui est absorbée une petite quantité de l'isotope radioactif $^{14}_{6}C$. On admet qu'au cours d'une époque géologique l'intensité des rayons cosmiques pénétrant dans l'atmosphère terrestre n'a pas varié. Etant donné que devant la durée d'une époque géologique la période du carbone $^{14}_{6}C$ radioactif (5800 ans) est relativement petite, il s'est établi dans l'atmosphère terrestre une proportion d'équilibre entre le carbone radioactif et le carbone stable, lorsque chaque atome radioactif $^{14}_{6}C$ qui s'est désintégré est remplacé en moyenne par un nouvel atome $^{14}_{6}C$ produit sous l'action des rayons cosmiques. Cette proportion se conserve dans les organismes vivants qui absorbent le carbone atmosphérique (sous forme de CO_2). Après la mort de l'organisme ni le carbone-14 ni le carbone-12 ne sont plus renouvelés et tandis que la quantité de ^{12}C accumulée dans l'organisme durant sa vie reste constante, la moitié des atomes de ^{14}C disparaît tous les 5800 ans. Le rapport variable des quantités de ^{12}C et de ^{14}C permet de dater l'âge du fossile.

L'autre application de la radioactivité concerne la datation de l'âge de la Terre. Une solution de principe (quoique quantitativement grossière) de cette question a été trouvée tout au début des recherches concernant la radioactivité. Ce problème peut être résolu à l'aide d'une « horloge atomique » telle que l'uranium ^{238}U (période égale à 4,56 milliards d'années) et le thorium ^{232}Th (période égale à 14 milliards d'années). Les produits auxquels aboutissent les transformations radioactives sont les isotopes stables ^{206}Pb et ^{208}Pb. Ces isotopes sont dits *radiogéniques* pour les distinguer du plomb originel ^{204}Pb, qui n'est pas un produit des transformations radioactives. En supposant que tout le plomb radiogénique résulte des transformations radioactives de l'uranium et du thorium, on peut en déduire l'âge de la Terre. Pour que les calculs soient fiables, il faut mesurer de façon précise les quantités des différents isotopes de plomb radiogénique contenus, par exemple, dans les minerais d'uranium radioactif. Selon cette méthode l'âge de la Terre serait égal à 4,5 milliards d'années. Il faut noter que cette évaluation repose sur l'*hypothèse* que le plomb radiogénique n'existait pas lors de la formation de la Terre. Néanmoins le résultat obtenu est corroboré par d'autres méthodes.

PROBLÈMES

1. A intervalles de temps égaux on procède au comptage des particules α émises par un échantillon radioactif à longue durée de vie. Calculer la probabilité P_n pour qu'on enregistre n particules α au cours de l'un de ces intervalles

de temps, sachant que le nombre moyen de particules α enregistrées par intervalle de temps est égal à $\bar{n}$.

S o l u t i o n. Posons qu'au cours d'un long intervalle de temps l'échantillon radioactif a émis au total N particules α et que sa quantité n'a pratiquement pas varié au cours de ce temps. Si nous notons p la probabilité pour qu'un atome de cette matière ait émis une particule α au cours de l'intervalle de temps considéré, la probabilité d'émission au cours de tous les autres intervalles de temps sera égale à $(1 - p)$. La probabilité cherchée est alors donnée par la relation

$$P_n = \frac{N!}{n!\,(N-n)!}\,p^n\,(1-p)^{N-n} = \frac{N!}{n!\,(N-n)!}\left(\frac{\bar{n}}{N}\right)^n\left(1-\frac{\bar{n}}{N}\right)^{N-n}$$

Lorsque $N \to \infty$ cette expression tend asymptotiquement vers la formule de Poisson (cf. t. II, § 80)

$$P_n = \frac{(\bar{n})^n}{n!}\,e^{-\bar{n}}. \qquad (72.13)$$

On a en effet

$$P_n = \left[\frac{N(N-1)\,\ldots\,(N-n+1)}{N^n}\right]\cdot\frac{\bar{n}^n}{n!}\left(1-\frac{\bar{n}}{N}\right)^{-\frac{N}{\bar{n}}\,\bar{n}\,\frac{(n-N)}{N}}.$$

Lorsque $N \to \infty$, asymptotiquement

$$\left(1-\frac{\bar{n}}{N}\right)^{-\frac{N}{\bar{n}}} = e,$$

l'expression entre crochets tend vers 1 et le quotient $\frac{n-N}{N} \to -1$. D'où la formule (72.13).

2. Actuellement l'uranium naturel contient 99,28 % de ^{238}U et 0,72 % de ^{235}U. Calculer l'âge de la Terre t en supposant qu'à l'instant où la Terre s'est constituée les proportions de ^{238}U et ^{235}U étaient égales.

R é p o n s e. $t = \frac{\ln (N^{238}/N^{235})}{\lambda^{235}-\lambda^{238}} \approx \frac{1}{\lambda^{235}} \ln (N^{238}/N^{235}) \approx \tau^{235} \ln (N^{238}/N^{235}) = T^{235}_{1/2}\frac{\ln (N^{238}/N^{235})}{\ln 2} \approx 5{,}5\cdot10^9$ ans.

3. La période de ^{234}U est $T^{234}_{1/2} = 2{,}48\cdot10^5$ ans. Quelle serait la quantité d'atomes ^{234}U subsistant sur Terre actuellement si le seul processus possible était celui de la destruction radioactive des atomes de cet élément? Quelle est la raison de ce que l'uranium naturel contient 0,055 % de ^{234}U? L'âge de la Terre est $t = 4{,}5\cdot10^9$ ans.

R é p o n s e. $N = N_0 e^{-t/\tau} = N_0 e^{-t \ln 2/T_{1/2}} = N_0\cdot10^{-5460}$, N_0 étant le nombre d'atomes de ^{234}U à l'instant où se forma la Terre. Même si l'on suppose que la Terre ne se composait alors que de ^{234}U, il ne devrait plus en rester un seul atome depuis bien longtemps. L'isotope ^{234}U n'existe sur Terre que grâce à la désintégration α de ^{238}U et à la désintégration β^- de ^{234}Th et de ^{234}Pa.

§ 73. Désintégration alpha

1. La désintégration α est le processus d'émission *spontanée* de particules α par un noyau dont le nombre de masse A diminue de quatre unités et le nombre de charge Z diminue de deux unités:

$$^{A}_{Z}\text{X} \to {}^{A-4}_{Z-2}\text{X} + {}^{4}_{2}\text{He}. \qquad (73.1)$$

On connaît actuellement plus de deux cents noyaux émetteurs de particules α; la plupart de ces noyaux sont artificiels.

Pour que la désintégration α puisse avoir lieu, il est nécessaire (mais non suffisant) que l'énergie de liaison du noyau père soit inférieure à la somme de l'énergie de liaison du noyau fils et de l'énergie de la particule α émise. Lorsque cette condition est vérifiée l'énergie cinétique Q libérée lors d'une désintégration α est donnée par la relation

$$Q = \mathcal{E}_l\,(A - 4,\ Z - 2) + \mathcal{E}_l\,(\alpha) - \mathcal{E}_l\,(Z,\ A). \qquad (73.2)$$

Pour l'essentiel c'est l'énergie cinétique de la particule α puisque la masse du noyau fils est toujours beaucoup plus grande que celle de la particule α. On a supposé cependant que le noyau père était immobile.

La désintégration α n'est possible que si $Q > 0$ et elle est impossible dans le cas contraire. Considérons par exemple l'isotope $^{234}_{92}\text{U}$ de l'uranium et le thorium $^{230}_{90}$ Th. Les valeurs tabulées des énergies de liaison de ces noyaux sont respectivement égales à U_l (234,92) = = 1 778 630 keV, U_l (230,90) = 1 755 190 keV. L'énergie de liaison de la particule α est U_l (α) = 28 296,10 keV. A l'aide de la formule (73.2) nous trouvons que la désintégration du noyau ^{234}U en un noyau ^{230}Th et une particule α dégage une énergie Q = 4856 keV. Comme cette énergie est positive, le processus envisagé est énergétiquement possible. Ce processus a effectivement lieu: l'uranium ^{234}U se transforme en ^{230}Th avec émission d'une particule α. L'énergie cinétique Q se partage entre les particules formées en raison inverse de leurs masses: la particule α emporte 4773 keV et le noyau ^{230}Th, 83 keV.

On peut exprimer la condition $Q > 0$ sous une autre forme. Désignons par e minuscule affecté d'indices convenables les énergies de liaison moyennes par nucléon des différents noyaux. La formule (73.2) s'écrit alors

$$Q = (A - 4)\,e_f - Ae_p + 4e_\alpha = A\,(e_f - e_p) + 4\,(e_\alpha - e_f),$$

où les indices α, p et f concernent respectivement la particule α, le noyau père et le noyau fils. La condition $Q > 0$ se présente alors sous la forme

$$e_f - e_p > \frac{4}{A}\,(e_f - e_\alpha). \qquad (73.3)$$

Pour une particule α on a $e_\alpha = \frac{1}{4}\mathcal{E}_l(\alpha) = 7074$ keV. Dans l'exemple donné plus haut $e_p = 7601$ keV, $e_f = 7631$ keV, de sorte que la condition (73.3) est vérifiée.

Dans le cas général, exception faite des noyaux les plus légers, l'énergie de liaison par nucléon est de beaucoup plus grande que e_α, comme le montrent les valeurs ci-dessus. Pour que la désintégration α soit possible il faut que $e_f > e_p$, ce qui signifie que dans le noyau fils chaque nucléon doit être en moyenne plus fortement lié que dans le noyau père. A mesure que le nombre de masse augmente, l'énergie de liaison moyenne par nucléon doit nécessairement décroître et ce à un taux assez important pour que la condition (73.3) soit satisfaite. C'est ce qu'on observe effectivement, et ce pour la raison suivante. Avec l'accroissement de Z augmente le rôle relatif de la répulsion coulombienne, ce qui a pour effet de réduire l'énergie de liaison du noyau.

2. Une caractéristique essentielle de la désintégration α est la forte dépendance de la période radioactive $T_{1/2}$ de l'énergie $\mathcal{E}$ de la particule α émise. Une diminution de $\mathcal{E}$ de 1% seulement peut entraîner une augmentation de la période $T_{1/2}$ de 10 fois, tandis qu'une diminution de $\mathcal{E}$ de 10% peut entraîner une augmentation de $T_{1/2}$ de 2 à 3 ordres de grandeur. Les périodes de désintégration des noyaux émetteurs de particules α varient dans de très larges limites. Par exemple pour l'isotope ${}^{204}_{82}Pb$ on a $T_{1/2} = 14\cdot 10^{17}$ ans et pour l'isotope ${}^{215}_{86}Rn$ on a $T_{1/2} = 10^{-6}$ s. Par contre l'énergie des particules α émises est comprise dans des limites relativement étroites et est égale à 4-9 MeV pour les noyaux lourds et à 2-4,5 MeV pour les noyaux des terres rares.

La relation entre $T_{1/2}$ et $\mathcal{E}$ a été empiriquement établie par H. Geiger et Nuttall en 1911-1912 (*règle de Geiger-Nuttall*). La signification physique de cette règle fut comprise après qu'on eut appliqué la mécanique quantique à la théorie de la désintégration α (voir sous-paragraphe 10 ci-dessous). Sous sa forme moderne cette règle s'écrit comme suit :

$$\lg_{10} T_{1/2} = C + D/\sqrt{\mathcal{E}}, \tag{73.4}$$

où C et D sont des constantes indépendantes de A et variant peu avec Z. La règle (73.4) s'applique particulièrement bien aux noyaux pair-pair. Si l'on mesure $T_{1/2}$ en secondes et $\mathcal{E}$ en MeV, on trouve pour ce type de noyaux et pour certaines valeurs de Z les valeurs de C et D qui sont indiquées dans le tableau 12. Pour les noyaux impairs on observe des écarts à la loi (73.4) qui parfois sont fort importants. Le rapport $T_{1/2}^{\text{exp}}/T_{1/2}^{\text{théor}}$ varie de l'unité à plusieurs milliers (cf. sous-paragraphe 14).

3. Afin de déterminer pour quels éléments du système périodique la radioactivité α est énergétiquement possible, traçons le graphique

représentant les valeurs expérimentales de l'énergie Q des désintégrations α en fonction du nombre de masse A. La figure 127 représente cette dépendance pour les isobares les plus stables (ne présentant pas de désintégration β) correspondant à un nombre de masse considéré A. Les droites inclinées en traits fins permettent d'évaluer de façon approchée l'énergie de la désintégration α telle qu'elle serait si la période était égale d'une part à 1 heure et d'autre part à 10^8 ans. On voit que la désintégration α ne devient énergétiquement possible que pour $A \gtrsim 140$. On voit aussi que la courbe présente deux maximums bien nets. Conformément à la règle de Geiger-Nuttall, à l'emplacement ou à proximité de ces maximums la période radioactive est la plus courte. Partout ailleurs la période est trop longue et il

Tableau 12

Z	C	D
84	—50,15	128,8
90	—51,94	139,4
98	—55,40	154,7

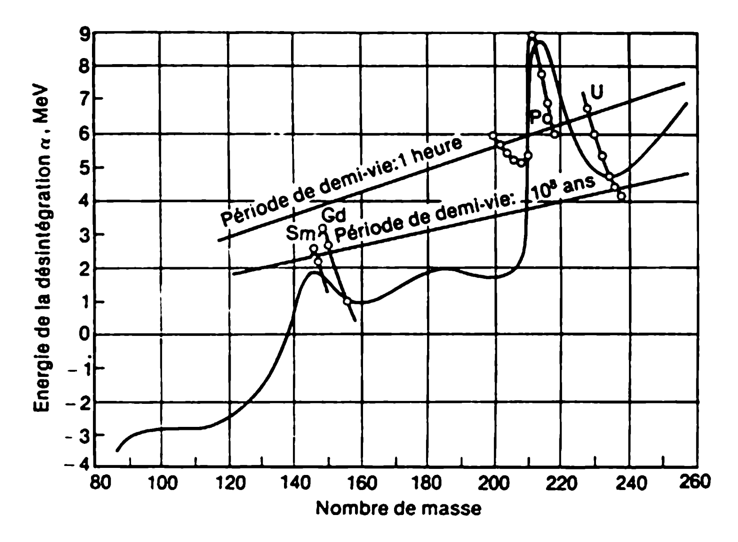


Fig. 127

est pratiquement impossible de déceler les désintégrations α. L'un des maximums se situe dans la région des éléments lourds et l'autre dans la région des terres rares. Pour tous ces éléments (la plupart sont des éléments lourds) on observe la radioactivité α. Le maximum situé au voisinage de $A = 145$ est lié au remplissage de la couche neutronique jusqu'au nombre magique $N = A - Z = 82$, tandis que le maximum correspondant à $A = 215$ est lié au remplissage

de la couche protonique jusqu'à ce que soit atteint le même nombre magique $Z = 82$. On sait que le maximum de l'énergie de liaison correspond aux couches pleinement occupées et c'est ce qui explique l'apparition du maximum sur la figure 127.

Pour arriver à des conclusions plus complètes il faut utiliser les données complémentaires concernant l'énergie des désintégrations α des différents isotopes d'un élément donné. Ces résultats sont représentés sur la figure 128 pour des éléments lourds. Les

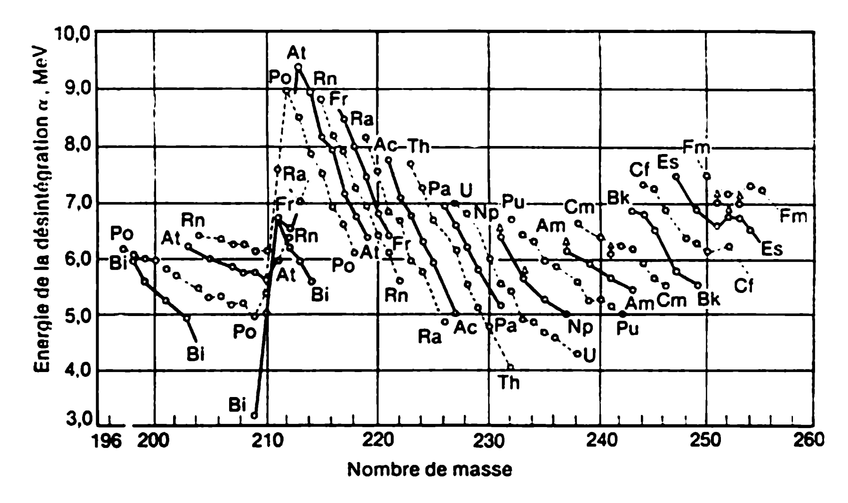


Fig. 128

différents isotopes d'un seul et même élément sont réunis alternativement par des traits continus et discontinus. Les points clairs surmontés de fléchettes pointant vers le haut correspondent aux cas où l'énergie des désintégrations α est mal connue.

4. Un déficit de neutrons contenus dans un noyau par rapport à leur nombre normal ou d'équilibre favorise la désintégration α puisque cela donne une importance accrue à la répulsion coulombienne s'exerçant dans le noyau entre les protons. Un excédent relatif de neutrons agit en sens contraire. L'élément holmium, du groupe des terres rares, possède un seul isotope stable $^{165}_{67}Ho$ contenant 98 neutrons, tandis que ses isotopes émetteurs de particules α ^{152}Ho, ^{153}Ho, ^{154}Ho, ^{155}Ho sont caractérisés par un déficit de neutrons puisque le nombre de neutrons y est compris entre 85 et 88. Le déficit de neutrons peut être réduit à la suite d'une désintégration α, d'une désintégration β^+ ou d'une capture électronique, ces différents processus étant souvent en compétition. A titre d'exemple on peut citer les isotopes de l'holmium pour lesquels les périodes radioactives de ces différents processus de désintégration sont comparables.

Dans le cas de noyaux surchargés de neutrons on fait intervenir encore la désintégration β^-. La tendance des noyaux à posséder des nombres normaux (i.e. correspondant à l'équilibre) de protons et de neutrons peut se réaliser grâce à tous les processus de désintégration cités: α, β^+, β^-, capture électronique. Si la période de l'un des processus en compétition diffère des autres périodes de plusieurs ordres de grandeur, on n'arrive à observer le plus souvent que le processus le plus rapide. Par exemple l'isotope $^{237}_{93}Np$ du neptunium est émetteur α avec une période de $2\cdot10^6$ ans, tandis qu'on n'arrive pas à observer la désintégration α des isotopes ^{232}Np et ^{233}Np. Dans le cas de ^{232}Np ce processus est étouffé par la désintégration β^+ dont la période n'est que de 13 minutes, et dans le cas de ^{233}Np il l'est par la désintégration β^- ayant une période de 2,3 jours.

5. A partir du nombre de masse $A = 232$, aux transformations radioactives citées vient s'ajouter la *fission spontanée* du noyau (à ne pas confondre avec la fission induite). Au début ce processus évolue très lentement. Par exemple la période de l'isotope $^{238}_{92}U$ de l'uranium est égale à $8\cdot10^{15}$ ans. A mesure que le nombre de masse augmente la période décroît rapidement et pour l'isotope $^{260}_{104}Ku$ du kourtchatovium la période de désintégration est de quelques dixièmes de seconde. On peut penser que c'est la fission spontanée qui imposera une limite à l'obtention de nouveaux éléments transuraniens.

6. Examinons maintenant les principaux éléments de la théorie de la désintégration α dont les fondements furent établis en 1928 indépendamment par G. Gamow (1904-1968) et par Gurney (1899-1953) et Condon (1902-1974). Supposons pour simplifier que les particules α préexistent dans les noyaux atomiques et que le noyau père enferme le noyau fils et une particule α. Cette idéalisation ne correspond probablement pas à la réalité et il est plus vraisemblable que la particule α se forme à partir des protons et des neutrons juste avant de s'échapper du noyau. Néanmoins cette hypothèse permet d'aboutir à des conclusions valables et c'est ce que nous discuterons au sous-paragraphe 14.

Lorsqu'on s'éloigne du noyau à une distance où les forces nucléaires n'agissent plus, n'y subsiste que la répulsion coulombienne, de sorte que la fonction potentielle U s'exprime par la formule $U = zZe^2/r$, où Ze est la charge du noyau fils et ze la charge de la particule α. Pour une particule α on a $z = 2$, mais nous continuerons à écrire z afin de tenir compte non seulement de l'éventualité de sortie du noyau de vraies particules α, mais aussi d'autres associations de nucléons pour lesquelles $z \neq 2$. A petite distance du noyau la répulsion coulombienne doit céder le pas à une attraction déterminée par les *forces nucléaires*, puisque autrement les particules α ne pourraient être retenues dans le noyau. On ne connaît pas la forme exacte de la loi régissant l'action des forces nucléaires, la seule chose que l'on sache est qu'elles décroissent très brusquement avec la distance.

Pour simplifier et rendre possibles les calculs on remplace en approximation la fonction potentielle U par la fonction modèle. En posant que le noyau est sphérique on peut supposer que U ne dépend que de la distance r jusqu'au centre du noyau fils. On posera que la fonction modèle $U(r)$ est donnée par

$$U(r)=\begin{cases} U_0=\text{const} & \text{pour } r<R, \\ zZe^2/r & \text{pour } r>R, \end{cases} \tag{73.5}$$

R étant le rayon du noyau fils. Cette fonction est représentée sur la figure 129 par la courbe en trait gras dont la partie supérieure

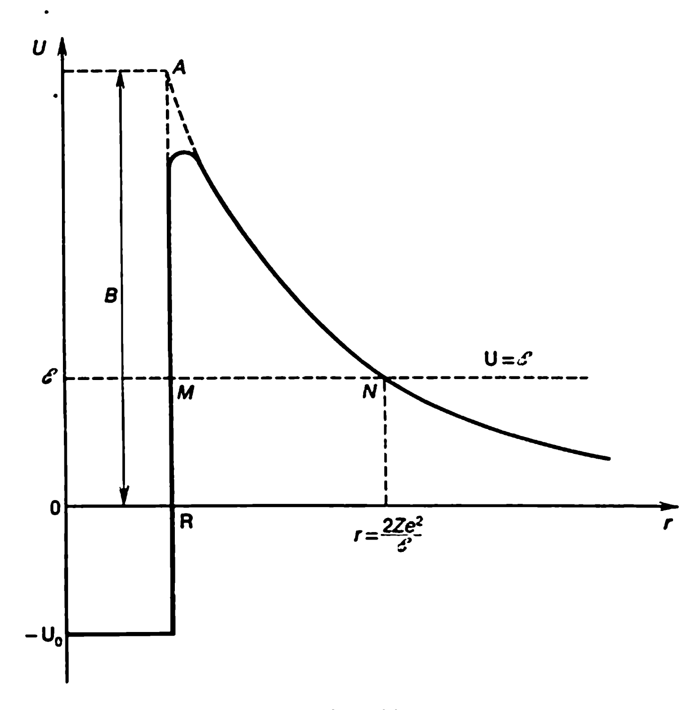


Fig. 129

est tracée en pointillé pour signaler que dans la région transitoire la partie de gauche de la courbe $U(r)$ se raccorde en réalité à la partie coulombienne située plus à droite. Le segment de droite vertical correspondant à $r = R$ est bien évidemment une idéalisation, et en réalité cette partie de la courbe, quoique fort abrupte, n'est pas verticale.

La courbe $U(r)$ représente la *barrière de potentiel* que doit sur-

monter la particule α pour s'échapper du noyau. On ne connaît ni la hauteur de cette barrière, ni la distance à laquelle la loi de Coulomb reste valable, mais en 1927 Rutherford constata que les particules α d'une énergie de 8,8 MeV émises par ${}^{212}_{84}Po$ (ancienne dénomination ThC′) étaient diffusées par les noyaux radioactifs lourds (émettant des particules α de moindre énergie) conformément à la formule (9.3) qui a été établie en postulant que la loi de Coulomb était valable. On ne décela aucune diffusion anomale qui aurait témoigné de l'existence d'interactions nucléaires entre les particules α émises par ${}^{212}_{84}Po$ et les noyaux lourds. On en a conclu qu'à toutes les distances d'approche de ces particules aux noyaux diffuseurs n'agissent que les forces de répulsion coulombiennes et que la hauteur de la barrière de potentiel coulombienne ne saurait être inférieure à 8,8 MeV.

On peut évaluer la hauteur B de la barrière à l'aide de la formule

$$B = \frac{zZe^2}{R}. \tag{73.6}$$

Comme le rayon du noyau y figure à la puissance un, B ressent faiblement les variations de R. En posant $Z = 90$ et en prenant pour R la valeur (par excès) de 10^{-12} cm on trouve $B \approx 26$ MeV.

7. Signalons maintenant le paradoxe que la physique classique n'a pu résoudre. L'uranium ${}^{238}U$ émet des particules α ayant une énergie de 4,2 MeV, tandis que le radium ${}^{226}Ra$ émet des particules α de 4,8 MeV. Or ces valeurs sont fort inférieures à l'énergie potentielle maximale U_{max} et plus petites que l'énergie de 8,8 MeV que possédaient les particules α utilisées par Rutherford. On retrouve la même situation avec la plupart des noyaux émetteurs de particules α. Selon la théorie classique, pour qu'une particule α puisse surmonter une barrière de potentiel, elle doit posséder une énergie totale au moins égale à U_{max}. Comme l'énergie se conserve, après son expulsion du noyau la particule α doit avoir une énergie cinétique au moins égale à U_{max} (la particule α ne possède d'ailleurs aucune autre énergie). Or en réalité cette énergie est notablement plus petite.

Le paradoxe apparaît dès qu'on applique les lois de la *mécanique classique* au mouvement de la particule α dans le noyau et à proximité du bord du noyau. Or on ne peut procéder ainsi dans le cas considéré. Raisonnons selon les conceptions classiques et voyons si le principe d'incertitude de Heisenberg peut être vérifié. Dans les désintégrations α les particules α possèdent une énergie caractéristique de $\sim$5 MeV. Dans le noyau à cette énergie correspondrait une vitesse classique $\sim 15 \cdot 10^8$ cm/s et une impulsion $\sim 10^{-14}$ g·cm·s^{-1}. La profondeur de pénétration x de la particule dans la barrière peut être de l'ordre du rayon du noyau, i.e. 10^{-12} cm. Par conséquent $px \sim 10^{-26}$ g·cm^2·s^{-1}. Le produit des indéterminations sur la position et sur l'impulsion

$\Delta x\ \Delta p$ est encore plus petit puisqu'il doit être de l'ordre de la constante de Planck ou inférieur à celle-ci. Ce résultat témoigne de ce que les lois et les conceptions de la mécanique classique ne s'appliquent pas au mouvement d'une particule α dans le noyau et à proximité de celui-ci.

8. La théorie de la désintégration α doit se fonder sur la *mécanique quantique* et c'est ce que fit G. Gamow après qu'il prit connaissance, au cours d'un séminaire dirigé par L. Mandelstam, des résultats d'une étude non encore publiée de Mandelstam et Léontovitch, consacrée aux principes du passage des ondes ψ et des particules qui y sont associées à travers une barrière de potentiel (cf. § 28).

Pour préciser la terminologie signalons qu'on entend ici par barrière de potentiel la partie de la courbe potentielle U comprise entre les points de retour classiques M et N (fig. 128) où la fonction potentielle U est égale à l'énergie totale $\mathcal{E}$ de la particule. Ainsi, partout dans la barrière de potentiel, $U > \mathcal{E}$. On dit parfois que dans la barrière la particule possède une énergie cinétique négative et que sa vitesse y est purement imaginaire. Nous éviterons d'utiliser de tels propos vu qu'ils sont dénués de sens physique et se fondent sur une extension des conceptions et des relations classiques à une région de l'espace où elles sont inapplicables.

Le fond de la question a déjà été expliqué au § 28 et consiste en ceci. L'état de la particule est décrit par la fonction d'onde ψ. Le passage de l'onde ψ à travers la barrière est un *processus déterministe* décrit par l'équation de Schrödinger. Vis-à-vis de l'onde incidente ψ la région où $U > \mathcal{E}$ se comporte comme un obstacle que l'onde peut franchir en subissant une certaine atténuation. Or la fonction d'onde est une grandeur auxiliaire puisque toutes les grandeurs réellement observables y sont liées par des *relations probabilistes*. Comme la fonction ψ est partout différente de zéro, il existe une *probabilité finie* de trouver la particule à l'intérieur de la barrière ou hors de celle-ci. C'est en se fondant sur cette affirmation qu'on dit que la particule pénètre dans la région $U > \mathcal{E}$ classiquement inaccessible et qu'elle arrive à la franchir ; on dit alors que la particule la traverse *par en-dessous* ou par *effet tunnel*. Nous estimons que ces termes ne sont pas adéquats parce qu'ils pourraient suggérer l'idée que le passage de la particule serait un processus déterministe, ce qui n'est pas le cas. Lorsqu'on a partout $\mathcal{E} > U$ la particule passe *au-dessus de la barrière*. En utilisant cette terminologie on dira que *les particules α émises traversent la barrière par effet tunnel*. A l'intérieur de la barrière il est dénué de sens de diviser l'énergie totale $\mathcal{E}$ en énergie cinétique et en énergie potentielle, mais loin du noyau atomique le mouvement des particules α est classique et toute leur énergie est cinétique.

La formule approchée (28.17) a été établie pour une barrière de potentiel plane à partir de l'équation de Schrödinger pour les états

stationnaires. Mais lorsqu'il s'agit d'une désintégration α l'état du système composé d'un noyau fils et d'une particule α, en toute rigueur, *n'est pas stationnaire*, puisqu'il existe un flux de probabilité issu du centre du noyau qui ne s'évanouit pas à l'infini. De ce fait la formule (28.17) ne doit être valable que pour des processus *assez lents* pouvant être assimilés à des processus *approximativement stationnaires*. C'est le cas de la désintégration α. Pour déterminer la transparence de la barrière D on peut assimiler en approximation la surface sphérique du noyau à une surface plane en remplaçant toutefois, dans la formule (28.17), les limites d'intégration x_1 et x_2 correspondant aux points de retour classiques par $r_1 = R$ et $r_2 = zZe^2/\mathcal{E} = BR/\mathcal{E}$ (cf. fig. 129). On peut poser que le noyau fils est fixe puisque sa masse est grande devant celle de la particule α. Pour trouver la probabilité de désintégration par seconde λ (constante radioactive de l'élément) on doit multiplier la transparence D de la barrière (formule 28.17) par le facteur pré-exponentiel ν pour tenir compte de la probabilité de formation d'une particule α et de sa venue au bord du noyau. On établit ainsi la formule

$$\lambda = \nu \exp\left[-\int_{r_1}^{r_2} \frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(U-\mathcal{E})}\, dr\right]. \qquad (73.7)$$

C'est le calcul de la quantité ν qui présente la plus grosse difficulté. Mais pour saisir l'essence de la question étudiée on peut se contenter d'une estimation grossière vu que la constante radioactive λ en dépend beaucoup plus faiblement que de l'exposant de l'exponentielle. Evaluons ν en se fondant sur des considérations classiques comme le fit Gamow dans la théorie initiale de l'émission α. Posons $\nu = v/R$, v étant la vitesse moyenne de la particule α dans le noyau. Dans ces conditions ν représente en approximation le nombre moyen de chocs que subit, par seconde, la particule α contre la surface du noyau. Evaluons approximativement la vitesse v à partir de la relation d'incertitude $mv \cdot R \sim \hbar$. On obtient ainsi

$$\lambda = \frac{\hbar}{mR^2} \exp\left[-\frac{2}{\hbar}\int_{r_1}^{r_2} \sqrt{2m(U-\mathcal{E})}\, dr\right]. \qquad (73.8)$$

Comme on pouvait s'y attendre, à la limite classique ($\hbar \to 0$) la formule (73.8) conduit à $\lambda = 0$, ce qui signifie que la désintégration α est impossible. Le cas des noyaux émetteurs de particules α de très grande durée de vie se rapproche de cette limite.

Dans le cas de la barrière coulombienne $U = zZe^2/r$ et le calcul de l'intégrale de (73.8) se fait par substitution $2m(U-\mathcal{E}) = x^2$. On trouve ainsi

$$\lambda = \frac{\hbar}{mR^2} e^{-\gamma}, \qquad (73.9)$$

avec

$$\gamma = \frac{2R\sqrt{2mB}}{\hbar}\left(\sqrt{\frac{B}{\mathscr{E}}}\arccos\sqrt{\frac{\mathscr{E}}{B}} - \sqrt{1-\frac{\mathscr{E}}{B}}\right), \qquad (73.10)$$

où $B = zZe^2/R$ est la hauteur de la barrière de potentiel, $\mathscr{E}$ l'énergie de la particule α émise par le noyau (c'est la valeur de la fonction potentielle U aux points de retour classiques, cf. fig. 129).

9. Evaluons à titre d'exemple la constante radioactive λ de ^{238}U en posant $Z = 90$, $R = 10^{-12}$ cm, $\mathscr{E} = 4{,}2$ MeV, $B = 26$ MeV. Avec ces valeurs, l'expression entre parenthèses de (73.10) a pour valeur 1,963. D'autre part

$$\frac{2R\sqrt{2mB}}{\hbar} = \frac{2R\sqrt{2mc^2B}}{\hbar c} = \frac{2\cdot 10^{-12}\sqrt{2\cdot 4\cdot 938\cdot 26}}{1{,}973\cdot 10^{-11}} = 44{,}78,$$

$$\gamma = 87{,}92; \quad e^{-\gamma} = 6{,}59\cdot 10^{-39}; \quad \frac{\hbar}{mR^2} = 1{,}157\cdot 10^{20};$$

$$\lambda = 7{,}62\cdot 10^{-19}\ \text{s}^{-1};$$

$$\tau = \frac{1}{\lambda} = 131\cdot 10^{16}\ \text{s} = 152\cdot 10^{11}\ \text{jours} = 4{,}16\cdot 10^{10}\ \text{ans};$$

$$T_{1/2} = \frac{\tau}{\ln 2} = 2{,}88\cdot 10^{10}\ \text{ans}.$$

Pour l'uranium-238 la valeur expérimentale de la période $T_{1/2} = 4{,}56\cdot 10^9$ ans, ce qui n'est pas très différent de notre estimation, compte tenu des valeurs numériques quelque peu arbitraires des paramètres utilisés dans nos calculs, sans oublier le caractère grossièrement approximatif de la théorie de la désintégration α.

10. Comme $\tau = 1/\lambda$ on tire de (73.9)

$$\ln\tau = \gamma - \ln\frac{\hbar}{mR^2}.$$

Si l'on pose $\mathscr{E}/B \ll 1$, on en déduit la règle approchée de Geiger-Nuttall. Dans cette approximation

$$\sqrt{1-\mathscr{E}/B} \approx 1, \quad \arccos\sqrt{\mathscr{E}/B} = \pi/2 - \arcsin\sqrt{\mathscr{E}/B} \approx \pi/2 - \sqrt{\mathscr{E}/B},$$

et par suite

$$\ln\tau = \frac{2R\sqrt{mB}}{\hbar}\left(\frac{\pi}{2}\sqrt{\frac{B}{\mathscr{E}}} - 2\right) - \ln\frac{\hbar}{mR^2},$$

ou

$$\ln\tau = C' + \frac{D'}{\sqrt{\mathscr{E}}}, \qquad (73.11)$$

où les quantités C' et D' ne dépendent que faiblement de Z et peuvent donc être considérées comme des constantes. Or (73.11) n'est qu'une nouvelle forme de la règle de Geiger-Nuttall. Ainsi se trouve expliquée la raison de ce qu'une faible variation (du simple au double)

de l'énergie des particules α émises entraîne une variation de plusieurs (10 à 20) ordres de grandeur de la période de désintégration. Bien entendu ce fait est une conséquence des formules générales (73.7) et (73.8) qui restent valables sans contrainte $\mathcal{E} \ll B$. En effet, comme la petite quantité $\hbar$ figure au dénominateur dans l'exposant de l'exponentielle γ de la formule (73.10), la gamme de variation de l'énergie des particules α émises par les noyaux radioactifs est assez étroite. Les particules α ayant des énergies supérieures à 9 MeV sont éjectées presque instantanément des noyaux lourds, mais lorsque leur énergie est inférieure à 4 MeV elles restent enfermées dans le noyau pendant si longtemps qu'on n'arrive pas à enregistrer leur désintégration α. Pour les noyaux émetteurs de particules α des terres rares, ces deux valeurs doivent être abaissées en raison de la diminution du rayon du noyau et de la hauteur de la barrière de potentiel.

11. Selon la formule (73.9) la constante radioactive λ dépend fortement du rayon du noyau puisque ce rayon figure non seulement dans le facteur devant l'exponentielle, mais également dans l'exposant $-\gamma$ de celle-ci (par l'intermédiaire de la hauteur B de la barrière de potentiel). Il s'ensuit qu'ayant mesuré λ et $\mathcal{E}$ pour la désintégration α on peut déterminer assez exactement le rayon du noyau à l'aide des formules (73.9) et (73.10). L'intérêt de ce procédé apparaît plus nettement en remarquant que la branche de la courbe de U qui descend vers la droite sur la figure 129 est complètement déterminée, pour un Z donné, par la loi de Coulomb. La barrière de potentiel est univoquement déterminée par la position de la paroi verticale de gauche, et celle-ci détermine à son tour le rayon du noyau. Les valeurs des rayons nucléaires calculées par ce procédé sont de 20 à 30% supérieures aux valeurs trouvées par le procédé de la diffusion d'électrons rapides, ce qui s'explique par le fait que les électrons ne sont soumis qu'à l'action des nucléons électriquement chargés, i.e. des protons, sans que les neutrons y participent. En conséquence la méthode de diffusion permet de déterminer les dimensions de la région du noyau contenant les protons. La méthode de la désintégration α permet de mesurer la distance entre les centres du noyau et de la particule α à laquelle les forces nucléaires cessent d'exercer leur action. C'est pour cela que cette dernière méthode fournit une valeur du rayon nucléaire qui est augmentée de la somme du rayon de la particule α et du rayon d'action des forces nucléaires.

12. Jusqu'ici nous avons supposé que la particule α sort du noyau avec un moment cinétique orbital nul, i.e. à l'état s ($l = 0$). Supposons maintenant que $l \neq 0$. En physique classique, pour tenir compte du moment orbital, on passe dans un référentiel tournant avec la particule et on ajoute à la fonction potentielle l'énergie potentielle centrifuge $U_{cf} = L^2/2mr^2$, L étant le moment cinétique. En mécanique quantique on peut procéder de la même façon mais

en tenant compte de la quantification du moment à l'aide de la formule $L^2 = \hbar^2 l\,(l + 1)$. On posera donc

$$U = U_{\text{coul}} + U_{\text{cf}} = \frac{zZe^2}{r} + \frac{\hbar^2 l\,(l+1)}{2mr^2}.$$

La barrière centrifuge est créée par la force centrifuge qui est la force qui cherche à éloigner la particule α du noyau. On serait tenté de supposer que cette force doit favoriser la désintégration α. Cela ne serait juste que si la particule pouvait passer *par-dessus la barrière*, mais dans le cas où elle doit franchir la barrière *par effet tunnel* (c'est le cas de l'émission α) c'est l'inverse qui est vrai. *La force centrifuge rehausse et élargit la barrière de potentiel, autrement dit elle diminue la probabilité de la désintégration* λ *et accroît la période* $T_{1/2}$.

Mais l'effet de barrière centrifuge ne peut être bien important. En effet on peut évaluer l'ordre de grandeur du moment L de la particule α dans le noyau à l'aide de la relation d'incertitude $mvR \sim \hbar$ soit $|L| \sim \hbar$, de sorte que l ne peut être supérieur à quelques unités, par exemple $l < 5$. Au maximum

$$U_{\text{cf}} = \frac{\hbar^2 l\,(l+1)}{2mR^2} = \frac{\hbar^2 c^2 l\,(l+1)}{2mc^2 R^2} < \frac{(1{,}973)^2 \cdot 5 \cdot 6 \cdot 10^{-22}}{2 \cdot 4 \cdot 938 \cdot 10^{-24}} \approx 1{,}5 \text{ MeV},$$

ce qui est de près de 20 fois plus petit que la hauteur de la barrière coulombienne pour $Z = 90$ (cf. sous-paragraphe 6). En outre la force centrifuge décroît en fonction de la distance plus rapidement que l'énergie coulombienne (respectivement en $1/r^2$ et en $1/r$). Son existence n'affecte que faiblement la forme de la courbe potentielle $U_{\text{coul}}(r)$. De ce fait la barrière centrifuge ne modifie généralement pas l'ordre de grandeur de la période de désintégration $T_{1/2}$; le cas échéant elle peut l'augmenter d'un ordre de grandeur.

13. Comme le noyau atomique est un système lié, ses niveaux d'énergie sont discrets. Lorsque le noyau père, se trouvant dans un état énergétique déterminé, émet une particule α, le noyau fils se trouvera lui aussi dans un état énergétique déterminé. La différence entre les énergies de ces deux noyaux est emportée par la particule α. Si la transition s'effectuait de l'état fondamental du noyau père à l'état fondamental du noyau fils, les particules α émises posséderaient une seule énergie bien déterminée. Comme la longueur de parcours des particules α dépend de leur énergie, les traces de leurs trajectoires obtenues dans une chambre de Wilson auraient la même longueur. Cela correspond bien à la réalité des faits observés à deux particularités près.

La première est qu'au spectre des particules α principales, i.e. celles qui se caractérisent par une seule trajectoire, vient se superposer une *structure fine*. Cette structure apparaît lorsque à côté des particules α principales on observe des particules d'énergies

proches mais inférieures à celle des particules α principales. Cet effet se manifeste lors de la transition du noyau père de l'état fondamental aux états excités du noyau fils. Mais les transitions vers les niveaux élevés du noyau fils excité donneraient naissance à des particules α de faible énergie et elles sont donc peu probables en vertu de la règle de Geiger-Nuttall. C'est pour cela que la structure fine du spectre α est généralement liée aux transitions vers les niveaux excités des noyaux fils non sphériques. Ces derniers possèdent des niveaux à faibles énergies d'excitation qui apparaissent par suite de la rotation des noyaux. Ce sont les transitions vers ces niveaux qui donnent naissance à des particules α ayant des énergies proches; selon la règle de Geiger-Nuttall, les probabilités de ces transitions sont comparables aux probabilités de transition vers l'état fondamental. C'est pour cela que la structure fine est assez fréquente en spectroscopie α.

L'autre particularité consiste en ce que la désintégration α peut produire des particules α *caractérisées par de grandes longueurs de parcours*, i.e. ayant des énergies plus grandes que l'énergie des particules α principales. Telles sont les particules α émises par les noyaux $^{212}_{84}Po(ThC')$ et $^{214}_{84}Po(RaC'')$. Les particules α à grandes longueurs de parcours apparaissent lors des transitions des états excités du noyau père vers les états fondamentaux (ou rotationnels) du noyau fils. Or le noyau père peut être désexcité non seulement par émission de particules α à grande longueur de parcours, mais également par émission de quanta γ. La probabilité de ce dernier processus est notablement plus grande que celle du premier. C'est pour cela que l'émission de particules α à grande longueur de parcours est peu fréquente.

14. Nous avons déjà signalé (au sous-paragraphe 6) que la théorie de la désintégration α que nous venons d'exposer et qui conduit à la formule (73.7) postule que la particule α *préexiste* dans le noyau. La théorie ne permet que le calcul approché de la probabilité de l'émission des particules α par les noyaux. En réalité, pour que l'émission α puisse avoir lieu, il faut que la particule α se forme dans le noyau à partir de deux protons et de deux neutrons. Si l'on voulait en tenir compte et étudier le comportement dans le noyau des particules α formées, il aurait fallu analyser en détail les processus physiques évoluant dans le noyau. Or la théorie que nous venons d'exposer ne s'y hasarde pas quoiqu'elle décrive correctement le caractère probabiliste de l'émission des particules α par le noyau. Il s'ensuit que la formule (73.7) doit subsister dans les théories plus complètes, mais celles-ci doivent pouvoir expliquer l'origine du facteur pré-exponentiel ν et en donner une expression quantitative. On n'est pas encore parvenu à le faire, mais on a procédé à l'évaluation du facteur ν en se plaçant à un point de vue différent de celui de Gamow.

Il n'est donc nullement étonnant que les désintégrations α sont classées en désintégrations *favorisées* et *non favorisées*. Dans le premier cas la formule (73.8) est en bon accord avec les données expérimentales, et dans le second cas la différence entre les valeurs observée et calculée de la période radioactive est supérieure à un ordre de grandeur (cf. sous-paragraphe 2). On ne connaît pas encore les causes de ce dernier comportement quoiqu'on dispose de considérations qualitatives à ce propos. Notons simplement que les processus du premier type se manifestent dans les noyaux pair-pair et ceux du second type dans les noyaux impair-pair et impair-impair.

§ 74. Désintégration bêta

1. La *désintégration* β est un processus spontané au cours duquel un noyau instable ${}^{A}_{Z}X$ se transforme en un noyau isobare ${}_{Z+1}^{A}X$ ou ${}_{Z-1}^{A}X$. Le résultat final de ce processus est qu'un neutron se transforme en proton ou qu'un proton se transforme en neutron dans le noyau. On peut dire que la désintégra ion β est plutôt un processus *intranucléonique* qu'un processus intranucléaire puisqu'elle entraîne une transformation plus profonde de la matière que ne le fait une désintégration α. C'est pour cela que la théorie des processus β est plus compliquée et moins élaborée que la théorie de la désintégration α. On distingue trois types de désintégration β:

1) La désintégration *électronique* β^- qui donne lieu à l'émission d'un électron par le noyau, en conséquence le nombre de charge Z du noyau augmente d'une unité.

2) La désintégration *positonique* β^+ qui donne lieu à l'émission d'un positon par le noyau; le nombre de charge du noyau diminue d'une unité.

3) La *capture électronique* (CE) est le processus au cours duquel le noyau capture un des électrons du cortège électronique de l'atome, ce qui entraîne la diminution d'une unité du nombre de charge du noyau. Généralement le noyau capture un électron de la couche K proche du noyau; on dit alors qu'il s'agit d'une *capture K*. Le noyau peut capturer ainsi un électron appartenant aux couches L, M, etc., mais la probabilité de capture est alors beaucoup plus faible. La capture électronique joue un rôle important dans le cas des noyaux lourds puisque la couche K est alors très proche du noyau. On peut dire que la probabilité de présence d'un électron K à l'intérieur du noyau est finie. La capture électronique s'accompagne toujours de l'émission de rayons X. Supposons par exemple que le noyau a capturé un électron de la couche K. La place devenue vacante dans la couche K sera aussitôt occupée par un électron de la couche L, et ce dernier y sera remplacé par un électron provenant de la couche M, et ainsi de suite. Ainsi se trouve excité tout le spectre de rayonnement X caractéristique de l'atome. C'est l'étude de ce rayonnement caracté-

ristique spontané qui a permis de découvrir le phénomène de capture électronique.

2. Cherchons à formuler la condition énergétique de réalisation des trois processus énumérés. Dans le cas de la désintégration β^- on obtient finalement un noyau, un électron et peut-être une ou plusieurs particules non identifiées, qui échappent à l'observation dans les conditions expérimentales ordinaires. Mais si ces particules non identifiées existent réellement, elles doivent emporter une certaine énergie. Il s'ensuit qu'une désintégration β^- ne doit être possible que si l'énergie (la masse) du noyau initial est supérieure à la somme des énergies (des masses) du noyau dérivé et de l'électron:

$$M(Z, A) > M(Z + 1, A) + m_e, \qquad (74.1)$$

où M désigne la masse du noyau. Or on trouve dans les tables numériques les masses des atomes M_{at} et non pas les masses M des noyaux. Il convient donc d'exprimer la condition (74.1) en fonction de M_{at}. Ajoutons aux deux membres de (74.1) la masse Zm_e des Z électrons de l'atome. On obtient alors l'expression

$$M_{at}(Z, A) > M_{at}(Z + 1, A) \quad \text{(désintégration } \beta^-) \qquad (74.1a)$$

à condition toutefois de négliger toute différence entre les énergies de liaison des électrons dans les atomes. On peut le faire puisque cette différence est indécelable par les méthodes de mesure les plus précises. La signification de la condition (74.1a) ressort nettement des considérations suivantes. La désintégration électronique β^- est un processus qui se produit dans l'atome. Un des neutrons du noyau se transforme en proton en donnant naissance à un électron. L'électron est capturé par l'enveloppe électronique et la charge du noyau augmente d'une unité. Finalement apparaît un atome ayant un nombre de charge $Z + 1$. Ce processus intra-atomique ne peut évoluer spontanément que si la masse de l'atome diminue, et c'est ce qu'exprime la condition (74.1a).

De façon analogue, pour la désintégration β^+

$$M(Z, A) > M(Z - 1, A) + m_e, \qquad (74.2)$$

puisque la masse du positon est la même que celle de l'électron. En ajoutant Ze aux deux membres de l'inégalité, on obtient

$$M_{at}(Z, A) > M_{at}(Z - 1, A) + 2m_e \text{ (désintégration } \beta^+). \qquad (74.2a)$$

La désintégration β^+ est aussi un processus qui évolue au sein du noyau de l'atome et consiste en la transformation d'un proton du noyau en neutron avec création d'un positon. D'autre part un électron du cortège électronique de l'atome est libéré. On obtient ainsi un système composé d'un atome de nombre de charge $Z - 1$, d'un positon et d'un électron (ces derniers ayant une masse totale de $2m_e$). La condition (74.2a) exprime le fait que pour que la désintégration

β^+ soit possible, il faut que la masse initiale de l'atome soit supérieure à la masse totale de système dérivé.

Enfin, dans le cas d'une capture électronique, on a à l'état initial le noyau (Z, A) et un électron, et à l'état final le noyau $(Z - 1, A)$ sans électron. La condition énergétique de la capture électronique s'écrit sous la forme

$$M(Z, A) + m_e > M(Z - 1, A) \qquad (74.3)$$

ou après addition de la quantité Zm_e aux deux membres de cette inégalité

$$M_{\text{at}}(Z, A) > M_{\text{at}}(Z - 1, A) \quad \text{(capture électronique).} \qquad (74.3\text{a})$$

Cette condition est aussi évidente puisque à l'état initial on a l'atome (Z, A) et après capture d'un électron on a à l'état final l'atome $(Z - 1, A)$ et rien d'autre qui soit observable dans les conditions ordinaires.

3. Pour certains noyaux les conditions (74.1) et (74.2) peuvent être satisfaites simultanément. Si la condition (74.2) est satisfaite, la condition (74.3) le sera aussi. Dans ces conditions le noyau (Z, A) pourra subir les trois types de désintégration β. Par exemple le noyau $^{64}_{29}Cu$ émet dans 40 % des cas un électron, dans 20 % des cas un positon et dans 40 % des cas il capture un électron.

Dans le cas d'un même noyau initial la désintégration β^+ et la capture électronique conduisent au même résultat. C'est pour cela que ces deux processus évoluent souvent simultanément et se font concurrence. Nous avons déjà expliqué que la condition (74.2a) de la désintégration β^+ découle de la condition (74.3a) de la capture électronique. C'est pour cela qu'on affirme volontiers que la capture électronique est énergétiquement plus avantageuse que le processus β^+. En particulier si

$$M_{\text{at}}(Z - 1, A) < M_{\text{at}}(Z, A) < M_{\text{at}}(Z - 1, A) + 2m_e$$

ou

$$0 < M_{\text{at}}(Z, A) - M_{\text{at}}(Z - 1, A) < 2m_e,$$

la capture électronique est permise et le processus β^+ est interdit. A titre d'exemple on peut citer le noyau de béryllium $^{7}_{4}Be$. Dans ce cas $Z = 4$, $A = 7$. On trouve dans les tables $M_{\text{at}}(4, 7) - M_{\text{at}}(3, 7) =$ $= 0{,}8616$ MeV, tandis que $2m_e = 1{,}022$ MeV. C'est pour cela qu'on observe la capture électronique et la désintégration β^+ est interdite.

Si ces deux processus sont énergétiquement possibles, dans le cas des noyaux légers et moyens c'est la désintégration β^+ qui prédomine et bien souvent supprime la capture électronique. Cela tient à ce que même dans le cas de la capture d'un électron de la couche K, à l'état initial la probabilité de présence de l'électron dans le volume

occupé par le noyau est infiniment petite devant la probabilité de sa présence hors du noyau. Le rapport de ces probabilités est de l'ordre de $(R/r_0)^3$, où R est le rayon du noyau (10^{-12} à 10^{-13} cm) et r_0 le rayon de la couche K (10^{-8} à 10^{-10} cm), de sorte que ce rapport est compris entre 10^{-15} et 10^{-6}. Lorsqu'on passe aux noyaux lourds, R augmente et r_0 diminue, de sorte que le rapport $(R/r_0)^3$ augmente. Par conséquent, dans le cas des noyaux lourds riches en protons, c'est la capture électronique qui prédomine. Notons encore que dans les mésatomes un électron est remplacé par un muon négatif ayant une masse 207 fois plus grande que celle de l'électron, ce qui implique que r_0 étant d'autant de fois plus petit, le rapport $(R/r_0)^3$ se trouve accru de sept ordres de grandeur. Dans ce cas la probabilité de capture K (du muon) augmente de sept ordres de grandeur et dans les noyaux lourds ce processus devient plus probable que la décomposition du muon dont la vie moyenne est de $2{,}2 \cdot 10^{-6}$ s.

4. La masse du neutron $m_n = 939{,}5731$ MeV est un peu plus grande que celle du proton $m_p = 938{,}2796$ MeV. La différence de masse est égale à 1,2935 MeV. Il s'ensuit qu'il est énergétiquement possible qu'un neutron libre se transforme spontanément en proton et c'est ce qu'on observe effectivement. La durée de vie moyenne du neutron libre est de 15,3 mn et sa période est de 10,6 mn. La transformation spontanée du proton libre en neutron est énergétiquement impossible, mais elle devient possible et s'effectue dans le noyau atomique, et c'est ce qui constitue le phénomène de la désintégration β^+. Le manque d'énergie du proton est compensé aux dépens de l'énergie du noyau atomique.

La désintégration α ne se manifeste que chez les noyaux les plus lourds et chez certains noyaux des terres rares. Les noyaux émetteurs β sont beaucoup plus nombreux. Pour chaque Z (sûrement pour $Z < 100$) il existe des isotopes instables à radioactivité $\beta^{\pm}$. L'énergie libérée dans une désintégration β est comprise entre 0,0186 MeV (${}^3_1H \rightarrow {}^3_2He$) et 16,6 MeV (${}^{12}_7N \rightarrow {}^{12}_6C$). La période radioactive des noyaux émetteurs de particules β varie de $\sim 10^{-2}$ s (${}^{12}_4Be$) à $\sim 4 \cdot 10^{12}$ ans (${}^{187}_{75}Re$).

L'exemple le plus simple d'une désintégration β^- (après celle du neutron) est la désintégration du tritium :

$${}^3_1H \xrightarrow[12 \text{ ans}]{\beta^-} {}^3_2He.$$

Un exemple de désintégration β^+ est la désintégration du noyau ${}^{11}_6C$:

$${}^{11}_6C \xrightarrow[20{,}4 \text{ mn}]{\beta^+} {}^{11}_5B$$

qui s'accompagne de l'éjection d'un positon.

Enfin un exemple de capture électronique est fourni par le noyau léger ${}^{7}_{4}\mathrm{Be}$ qui à la suite d'une capture K se transforme en noyau ${}^{7}_{3}\mathrm{Li}$:

$${}^{7}_{4}\mathrm{Be} \xrightarrow[53{,}6\ \text{jours}]{K} {}^{7}_{3}\mathrm{Li}.$$

(Dans tous ces exemples les temps indiqués correspondent aux périodes radioactives.)

5. Lors d'une désintégration β le noyau initial est transformé en l'isobare voisin puisque le nombre de charge Z varie et le nombre de masse A reste constant. Appliquons à ce processus la formule semi-empirique de Weizsäcker (64.6). Pour déterminer la variation de l'énergie $-\mathscr{E}_1$ du noyau en fonction de Z on doit poser A = const dans cette formule. On obtient alors une formule de la forme

$$-\mathscr{E}_1 = aZ^2 + bZ + c,$$

où a, b, c sont des constantes. Le graphique de la fonction $-\mathscr{E}_1 = -\mathscr{E}_1(Z)$ est une parabole, l'argument Z ne pouvant prendre que des valeurs entières. On obtient trois paraboles étagées. La parabole inférieure se rapporte aux noyaux pair-pair (Z pair, N pair), la parabole du haut se rapporte aux noyaux impair-impair (Z impair, N impair) et la parabole du milieu concerne les A impairs.

Examinons d'abord le cas des A impairs. La fonction $-\mathscr{E}_1(Z)$ est alors univoque. Les valeurs possibles de Z correspondant à une valeur donnée de A sont indiquées par des points clairs sur la figure 130. Une partie seulement des noyaux correspondant à ces points sont stables. Aux noyaux stables correspond le minimum de l'énergie $-\mathscr{E}_1$. Il s'ensuit que les noyaux 1, 2, 3, . . . subiront une suite de transformations radioactives β s'accompagnant de l'émission d'électrons et d'un accroissement du nombre de charge Z d'une unité à chaque désintégration. Les noyaux 8, 7, 6, . . . après avoir émis un positon ou ayant capturé un électron verront leur nombre de charge Z diminuer d'une unité à chaque pas. Des deux noyaux restants, celui qui possède la plus grande énergie subira aussi une désintégration β et il ne subsistera donc qu'un seul noyau stable. Si A est impair, il ne peut y avoir, en règle générale, qu'un seul isobare, quoique des exceptions soient possibles, notamment lorsque à la suite de plusieurs transformations β on obtient deux noyaux 4 et 5 de même énergie; ce sont deux isobares stables. Les nombres de charge de ces deux isobares doivent différer d'une unité. On ne connaît que trois paires d'isobares de ce type : ${}^{113}_{48}\mathrm{Cd}$ et ${}^{113}_{49}\mathrm{In}$, ${}^{115}_{49}\mathrm{In}$ et ${}^{115}_{50}\mathrm{Sn}$, ${}^{187}_{75}\mathrm{Re}$ et ${}^{187}_{76}\mathrm{Os}$.

Dans le cas de A pairs la fonction $-\mathscr{E}_1(Z)$ est biunivoque et doit être représentée par deux paraboles, l'une correspondant aux Z pairs, l'autre aux Z impairs. Grâce aux transformations radioactives β les noyaux passent à des états de plus petites énergies. Sur la

figure 131 les transitions aboutissent à deux isobares 3 et 4 appartenant à la parabole inférieure et possédant donc des Z pairs. Dans ces cas au nombre de masse A correspondent deux isobares dont les nombres de charge diffèrent de deux unités. La transition de l'isobare le moins stable vers celui qui est plus stable peut être assurée par l'émission simultanée de deux électrons ou de deux positons. La probabilité de cette double désintégration β, quoique possible en principe, est cependant infime. Sur la figure 132 la désintégration β

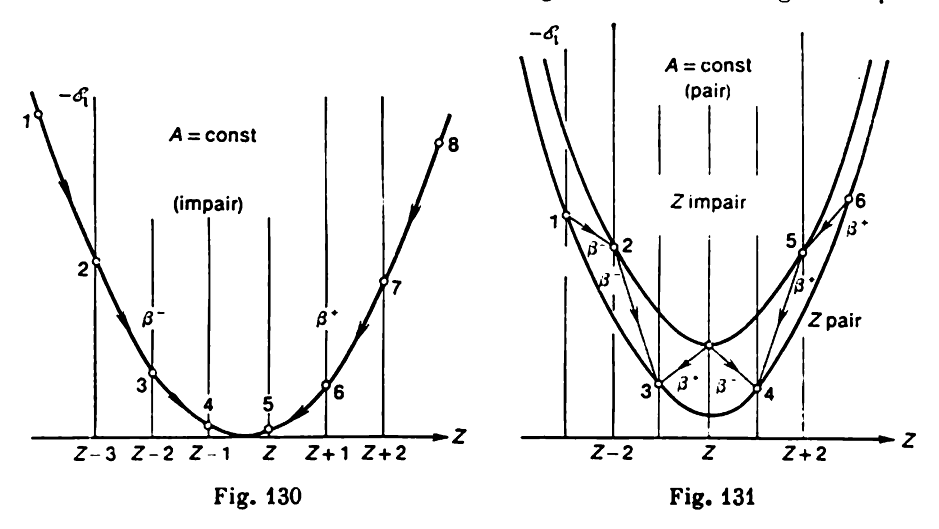


Fig. 130

Fig. 131

aboutit aux trois isobares stables 2, 4 et 6. Ils appartiennent tous à la parabole inférieure, la différence entre les Z de deux isobares voisins est égale à deux. La transition de l'un des isobares vers celui qui est le plus stable ne pourrait résulter que d'une double désintégration β et ne se réalise donc pas.

Ainsi, dans le cas de A pair, peuvent coexister deux ou même trois isobares stables. Bien entendu il peut n'y avoir qu'un seul isobare stable et c'est ce qu'on observe surtout chez les noyaux légers. Pour A pair la paire d'isobares stables la plus légère est $^{40}_{18}Ar$ et $^{40}_{20}Ca$.

Il convient d'attirer l'attention du lecteur sur la situation représentée sur la figure 133. Les noyaux pair-pair 1 et 3 appartenant à la parabole inférieure sont énergétiquement moins stables que le noyau impair-impair 2 appartenant à la parabole du haut. Le noyau 1 subit une désintégration β^- et le noyau 3 une désintégration β^+ qui aboutissent toutes deux au noyau 2. Ces transitions permettent d'expliquer l'existence de tous les noyaux pair-impair stables: ^2_1H, ^6_3Li, $^{10}_5B$, $^{14}_7N$, dont il a été déjà question au § 64.

6. Les énergies des particules α et β émises par les corps radioactifs peuvent être déterminées en mesurant les déviations de leur

trajectoires sous l'action de champs électromagnétiques (puisque ces particules sont chargées). Les mesures montrent que chaque substance radioactive émet des particules α d'une énergie déterminée, caractéristique de cette substance. Ce résultat est tout à fait normal. Avant l'émission d'une particule α le noyau se trouve dans un état quantique normal d'énergie bien déterminée. Après émission on obtient la particule α et le noyau fils qui se trouvent également dans un état normal d'énergie bien déterminée. Il s'ensuit que la différence de ces énergies possède elle-même une valeur bien déterminée.

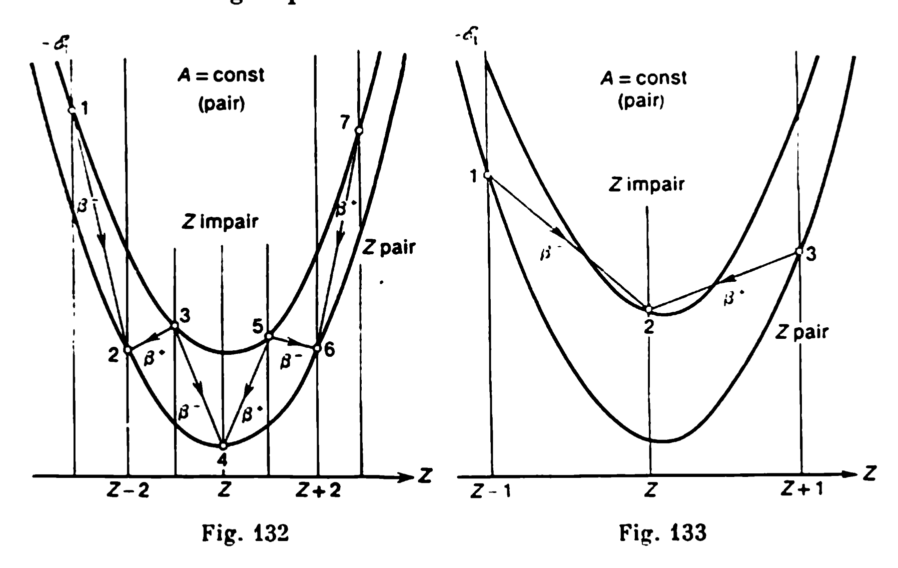


Fig. 132 Fig. 133

Cette différence se manifeste sous la forme des énergies cinétiques du noyau fils et de la particule α. La masse de cette dernière étant très petite devant la masse du noyau, pratiquement toute l'énergie cinétique est emportée par la particule α. (La même chose vaut pour les particules α à grand parcours puisque les particules α sont alors émises par des noyaux excités à partir d'un niveau énergétique déterminé.) Tous ces résultats peuvent être considérés comme des preuves expérimentales de ce que les états du noyau père et du noyau fils sont quantifiés et par suite parfaitement déterminés.

L'émission des particules β conduit à des conclusions très différentes. Les atomes radioactifs émettent des électrons de toutes énergies comprises entre zéro et une certaine valeur limite caractérisant l'émetteur β considéré. Cette valeur limite est appelée limite supérieure du spectre β. La figure 134 représente, par exemple, le spectre β correspondant à la désintégration de $^{210}_{83}Bi$. On serait tenté d'appliquer aux transitions β les considérations qui ont été développées pour la désintégration α. Supposons que le noyau A est apparu à la suite

d'une désintégration α ; d'après ce qui a été dit plus haut, ce noyau se trouve dans un état énergétique bien déterminé. Supposons maintenant que le noyau A émet une particule β et se transforme en un noyau B qui est à nouveau émetteur α. Par conséquent ce noyau B se trouve lui aussi dans un état énergétique bien déterminé. Or le noyau B s'est formé à partir du noyau A à la suite d'une désintégration β. Il serait normal d'en conclure que les particules β devraient posséder des énergies bien déterminées. Or Chadwick montra,

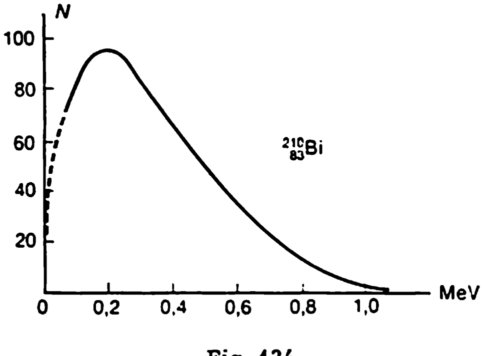


Fig. 134

dès 1914, que le spectre énergétique des particules β est continu. Il y alà une contradiction qui doit être levée.

7. L'existence d'une limite supérieure du spectre β incite certains chercheurs à supposer qu'à l'instant où elles sont émises, les particules β reçoivent des énergies égales, correspondant à la limite du spectre β, mais que sur leur chemin vers le détecteur elles dissipent plus ou moins d'énergie. D'autres savants supposèrent que l'émission β s'accompagnerait toujours d'une émission γ et que l'énergie est répartie d'une certaine façon entre les rayons β et γ. La justesse de cette dernière hypothèse semblait être confirmée par le fait que le rayonnement γ accompagne souvent le rayonnement β mais très rarement les désintégrations α. Toutes ces hypothèses conduisaient à la conclusion que l'énergie totale libérée lors d'une désintégration β du noyau devait avoir une valeur bien déterminée, puisque les états énergétiques du noyau père et du noyau fils sont déterminés de façon univoque. Cette conclusion admet une vérification expérimentale.

Ellis (1895-1980) et Wooster (né en 1903) réalisèrent en 1927 une expérience qui devait éclairer la question. Ils avaient disposé un émetteur β ($^{210}_{83}Bi$) dans une enceinte en plomb d'une épaisseur suffisante pour qu'elle absorbe en totalité les électrons ainsi que les rayons X et γ émis par l'émetteur β. Connaissant le nombre de désintégrations enregistrées dans un temps donné, la mesure de

l'échauffement de l'enceinte en plomb provoqué par la désintégration β du produit radioactif permettrait de calculer l'énergie totale moyenne par désintégration. L'échauffement de l'enceinte en plomb étant faible, les mesures calorimétriques sont très délicates. Aussi les expérimentateurs utilisèrent deux calorimètres en plomb identiques, l'un contenant l'émetteur radioactif, l'autre restant vide. La mesure de la différence entre les températures de ces deux calorimètres permettait de déterminer avec une précision suffisante la quantité cherchée. On trouva que l'énergie totale libérée par désintégration β était en moyenne égale à 0,35 MeV. D'autre part, pour $^{210}_{83}Bi$ la limite supérieure du spectre β est égale à 1,05 MeV (si elle est calculée par électron), soit trois fois plus grande que la valeur moyenne déterminée dans les expériences calorimétriques. Connaissant le spectre β tout entier de l'émetteur utilisé, on peut calculer l'énergie moyenne emportée par l'électron émis lors de la désintégration β. On trouva 0,39 MeV, valeur qui, aux erreurs expérimentales près, est en bon accord avec la valeur fournie par les mesures calorimétriques. Il s'ensuit que la désintégration β ne s'accompagne d'aucun dégagement supplémentaire d'énergie postulé par les deux hypothèses citées, et c'est pour cela que celles-ci furent abandonnées.

8. Sans insister davantage sur l'historique de la question, indiquons la solution qui fut avancée par Pauli en 1930. Pauli postula l'existence d'une particule neutre émise en compagnie de l'électron au cours d'une désintégration β, qui ne se laisse pas déceler dans les expériences calorimétriques. Grâce à cette hypothèse la loi de la conservation de l'énergie s'applique aux désintégrations β. Dans quelques cas rares la totalité de l'énergie disponible est emportée par l'électron émis. Cette énergie correspond à la limite supérieure du spectre β^-. Cette assertion est corroborée par ce que la limite indiquée coïncide avec la différence des énergies des noyaux père et fils. Dans d'autres cas assez rares, toute l'énergie disponible est emportée par la particule hypothétique. Mais le plus souvent l'énergie disponible est emportée par les deux particules; la distribution d'énergie entre ces particules étant aléatoire, l'allure du spectre β ne peut étonner.

Afin de rendre compte de l'expérience d'Ellis et Wooster, Pauli supposa que la probabilité d'interaction de sa particule hypothétique avec la matière était faible. Comme elle n'ionise pas les atomes du milieu avec lesquels elle entre en collision, elle traverse librement l'enceinte en plomb sans céder d'énergie et ne peut donc être enregistrée. On fut amené à supposer que la particule de Pauli était neutre, puisqu'une particule chargée ayant une énergie de l'ordre d'un million d'électrons-volts ne pourrait pas traverser une épaisse enceinte en plomb. Pauli avança son hypothèse avant que fut découvert le *neutron*. Fermi appela neutrino la particule neutre de Pauli. La masse du neutrino, si celui-ci en possède une,

devrait être inférieure à celle de l'électron. Cette conclusion s'impose en remarquant que puisque la désintégration β doit assurer aussi la conservation de l'impulsion les électrons emportent moins de la moitié de l'énergie disponible. Le neutrino ne peut être identifié au neutron, car dans ce cas l'émission d'un neutrino donnerait lieu à une variation notable de la masse du noyau, chose qu'on n'observe pas dans les désintégrations β. D'autre part, si le neutrino et le neutron étaient une seule et même particule, on pourrait la déceler lors de ses collisions avec d'autres noyaux atomiques.

Comme le neutrino n'ionise pas les atomes, son moment magnétique doit être nul (ou tout au moins être très petit). Le neutrino doit avoir un spin demi-entier. En effet le spin du noyau sera entier ou demi-entier suivant la valeur du nombre de masse A (cf. § 68). Lors de la désintégration β A ne change pas, ce qui implique que le spin du noyau ne doit pas changer non plus. L'électron (ou le positon) émis emporte un spin 1/2. En conséquence le spin de l'autre particule, le neutrino, doit être demi-entier. Les calculs théoriques du spectre énergétique des électrons (ou celui des positons) émis dans la désintégration β, fondés sur différentes hypothèses concernant le spin du neutrino, ont permis de conclure que celui-ci est égal à 1/2.

9. En se fondant sur l'hypothèse de Pauli, Fermi élabora en 1933 une théorie quantitative de la désintégration β. L'exposé détaillé de cette théorie sort du cadre de ce livre, aussi se contentera-t-on de quelques remarques de caractère général. L'idée de base de cette théorie est que le neutrino ne préexiste pas dans le noyau atomique mais qu'il est créé lors de la désintégration β, de même que le photon, n'étant pas une des parties constitutives de l'atome, est créé lors de l'émission d'un rayonnement. Fermi fut obligé d'introduire l'hypothèse de l'existence d'un type spécial de forces de faible portée pour expliquer les processus de transformation des protons en neutrons et vice versa, avec émission d'un neutrino. Ces forces sont appelées *interactions faibles.* Pour se faire une idée de l'intensité des interactions faibles, indiquons que selon des considérations théoriques ultérieurement confirmées par les mesures, la longueur de libre parcours moyen dans l'eau de neutrinos d'une énergie de 1 MeV est égale à 10^{21} cm environ ($\sim$100 années de lumière). Cette longueur est de beaucoup plus grande que les dimensions linéaires des étoiles qui sont de l'ordre de 10^{13} cm. Les neutrinos de cette énergie traversent de part en part le Soleil et *a fortiori* le globe terrestre. A mesure que l'énergie des neutrinos diminue, leur pouvoir de pénétration augmente. La portée de l'interaction faible est $<10^{-15}$ cm.

10. Notons encore que la particule postulée par Pauli et qui apparaît à côté de l'électron au cours des désintégrations β^- fut appelée plus tard *antineutrino électronique* ($\bar{\nu}_e$), tandis que la particule qui apparaît à côté du positon dans les désintégrations β^+ fut appelée *neutrino électronique* (ν_e). La division en particules et antiparticules

est naturellement toute conventionnelle. Pour préciser ce qu'on doit entendre par particule et par antiparticule il est nécessaire d'adopter une convention universellement reconnue. Selon les conventions adoptées, les désintégrations β^- et β^+ s'écrivent sous la forme suivante:

$$n \to p + e^- + \bar{\nu}_e, \tag{74.4}$$

$$p \to n + e^+ + \nu_e. \tag{74.5}$$

Par la suite on a découvert d'autres types de neutrinos et d'antineutrinos: le *neutrino* et l'*antineutrino muoniques* (ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$), le *neutrino* et l'*antineutrino taoniques* (ν_τ et $\bar{\nu}_\tau$). Ces particules apparaissent dans les interactions à côté d'autres particules: les muons et les leptons $\tau^\pm$ (masse du lepton τ $m_{\tau^\pm} = 1{,}78$ GeV, durée de vie $\sim 3\cdot 10^{-13}$ s).

On appelle *leptons* la classe de particules élémentaires n'intervenant pas dans les interactions fortes, mais participant aux interactions électromagnétique, faible et gravitationnelle. Les neutrinos et les antineutrinos ne participent pas à l'interaction électromagnétique (s'il s'avère que la masse du neutrino n'est pas nulle, il est possible qu'il possède un moment magnétique $< 10^{-10}$ μ_B). Tous les leptons possèdent un spin 1/2; ce sont donc des fermions. La famille des leptons comporte les particules suivantes: l'électron, le muon, le lepton lourd (τ), les neutrinos électronique, muonique et taonique, ainsi que les antiparticules correspondantes.

Le neutrino et l'antineutrino muoniques apparaissent lors de la désintégration des pions chargés. On appelle *pions* (anciennement *mésons* π) la famille des trois particules élémentaires instables dont deux sont chargées (π^+ et π^-) et la troisième π^0 est neutre. La durée de vie des deux pions chargés est égale à $2{,}6\cdot 10^{-8}$ s, la masse $m_{\pi^\pm} = 273\ m_e$, tandis que pour le pion neutre la durée de vie est de $0{,}83\cdot 10^{-16}$ s et sa masse est $m_{\pi^0} = 264\ m_e$. Les pions font partie de la classe des *hadrons*, i.e. des particules intervenant dans l'interaction forte. Les pions sont les plus légers parmi les hadrons. Les pions chargés se désintègrent selon les réactions

$$\pi^- \to \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \tag{74.6}$$

$$\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu. \tag{74.7}$$

Il existe des preuves expérimentales que les neutrinos électronique et muonique (de même que les antineutrinos correspondants) ne sont pas des particules identiques. On ne peut donc remplacer ν_e et $\bar{\nu}_e$ par ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$ ou faire la substitution inverse. Par exemple, si l'on effectue ces substitutions dans (74.4) à (74.7) on obtient des équations qui ne correspondent pas à des réactions réelles, expérimentalement observées. On doit barrer les flèches indiquant le sens

des réactions

$$n \nrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_\mu, \quad p \nrightarrow n + e^+ + \nu_\mu,$$
$$\pi^- \nrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_e, \quad \pi^+ \nrightarrow \mu^+ + \nu_e.$$

Il a été prouvé aussi que ν_e et ν_μ ne sont pas identiques à leurs antiparticules $\bar{\nu}_e$ et $\bar{\nu}_\mu$. On ne dispose pas encore de preuve expérimentale directe de l'existence de ν_τ et $\bar{\nu}_\tau$, mais celle-ci est confirmée par la théorie et des données expérimentales indirectes.

On caractérise chaque lepton par un nombre quantique appelé *charge* ou *nombre leptonique*. Il y a lieu d'introduire trois charges leptoniques distinctes : la charge *électronique* L_e (pour e^-, e^+, ν_e, $\bar{\nu}_e$), la charge *muonique* L_μ (pour μ^-, μ^+, ν_μ, $\bar{\nu}_\mu$) et la charge *taonique* L_τ (pour τ^-, τ^+, ν_τ, $\bar{\nu}_\tau$). Ce sont des grandeurs essentiellement différentes quoique, par convention, on leur attribue les mêmes valeurs numériques. Il a été convenu de poser que les charges leptoniques de toutes les particules chargées négativement sont égales à +1. Pour trouver les charges leptoniques de toutes les autres particules on se fonde sur le fait expérimental selon lequel dans tout système fermé la différence des nombres de leptons et d'antileptons d'un type donné est constante. Il convient donc d'exprimer ce fait sous la forme d'une *loi de la conservation de la charge leptonique*. On pose que les charges leptoniques de toutes les particules autres que leptons sont égales à zéro puisqu'elles ne possèdent pas de charges leptoniques. La loi de la conservation des charges leptoniques exige cependant que tous les leptons chargés portant des charges positives (e^+, μ^+, τ^+) aient une charge leptonique égale à —1. Cela résulte de ce que les réactions telles que

$$e^- + e^+ \to 2\gamma, \quad \mu^- + \mu^+ \to 2\gamma, \quad \tau^- + \tau^+ \to 2\gamma$$

sont possibles. Ce n'est qu'à cette condition que la charge leptonique totale dans le premier membre sera égale à zéro, ce qui est nécessaire vu que le quantum γ ne porte pas de charge leptonique. Les réactions (74.5) et (74.7) étant possibles, il s'ensuit que les charges leptoniques de ν_e et ν_μ sont égales à +1, tandis que la possibilité des réactions (74.4) et (74.6) implique que les charges leptoniques de $\bar{\nu}_e$ et $\bar{\nu}_\mu$ sont égales à —1. De même on doit attribuer à ν_τ une charge leptonique égale à +1 et à $\bar{\nu}_\tau$ une charge leptonique égale à —1. En résumé les charges leptoniques de tous les leptons chargés négativement et de tous les neutrinos sont égales à +1 et celles des leptons chargés positivement et de tous les antineutrinos sont égales à —1.

A titre d'exemple de processus réels où la loi de la conservation des charges leptoniques L_e et L_μ est vérifiée, nous citerons les réac-

tions

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu, \quad \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu.$$

La réaction (74.4) se produit dans les réacteurs nucléaires. Les neutrons libérés lors de la fission des noyaux se désintègrent et donnent naissance à des antineutrinos. Ainsi le réacteur nucléaire est un générateur d'antineutrinos. Dans les profondeurs du Soleil évoluent des réactions thermonucléaires dont le résultat final est de transformer l'hydrogène en hélium:

$$4p \rightarrow {}^4_2He + 2e^+ + 2\nu_e. \qquad (74.8)$$

La loi de la conservation de la charge leptonique exige que des profondeurs du Soleil s'échappe un flux de neutrinos et non pas d'antineutrinos.

11. Pour simplifier la théorie de la désintégration β Fermi a admis que la masse du neutrino était nulle. Mais cette hypothèse n'est pas absolument nécessaire pour la théorie et elle n'est toujours pas prouvée. Il n'existe aucun principe qui nous oblige à poser que la masse des neutrinos est nulle, tandis que c'est l'existence d'un principe physique qui implique que la masse du photon doit être nulle.

Depuis que Pauli avança son hypothèse, la question de la masse du neutrino fait l'objet de débats. L'analyse de la configuration du spectre électronique de la désintégration β du tritium a permis de fixer la limite supérieure de la masse du neutrino (et donc celle de l'antineutrino) électronique. Pour le neutrino électronique cette limite supérieure est $m_{\nu_e} < 35$ eV, ce qui est près de 15 000 fois plus petit que la masse de l'électron. En 1980, V. Lubimov et ses collaborateurs de l'Institut de Physique théorique et expérimentale de Moscou publièrent les résultats de plusieurs années de recherches concernant la mesure de la masse du neutrino électronique. Selon les résultats de leurs mesures, la masse du neutrino électronique, quoique très faible devant la masse de l'électron, est cependant *différente de zéro* ($14 < m_{\nu_e} < 46$ eV). Ce résultat n'est pas unanimement reconnu, de sorte que la question de la masse du neutrino n'est toujours pas tranchée.

L'étude de la désintégration du méson π a permis d'estimer la limite supérieure de la masse de ν_μ. On trouva que $m_{\nu_\mu} < 0{,}57$ MeV. L'estimation de la limite supérieure de la masse de ν_τ a été faite par étude de la désintégration $\tau^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\tau$; on a trouvé ainsi que $m_{\nu_\tau} < 250$ MeV.

Le neutrino a joué un rôle fondamental dans la formation de l'Univers et continue à jouer ce rôle dans l'évolution actuelle de l'Univers. Ni Pauli, ni Fermi ne pouvaient l'imaginer lorsqu'ils élaboraient la théorie de la désintégration β. Si la masse du neutrino serait différente de zéro, nombre de conceptions théoriques concernant les processus où interviennent les neutrinos devraient être révisées.

Le rôle du neutrino dans le devenir de l'Univers s'avérera alors plus important que dans l'hypothèse des neutrinos de masse nulle.

Si la masse du neutrino était nulle, cette particule ne pourrait exister à l'état de repos et devrait se déplacer continûment avec la vitesse c de la lumière par rapport à n'importe quel référentiel. La projection du vecteur spin de cette particule sur la direction de son mouvement peut être égale à $+1/2$ ou à $-1/2$. Par convention on dit que dans le premier cas la particule possède une *hélicité positive* $\lambda = +1$ et dans le second cas une *hélicité négative* $\lambda = -1$. La notion d'hélicité n'a de sens défini que pour les particules dénuées de masse. Ce n'est qu'à cette condition que la particule peut avoir une hélicité déterminée indépendamment du système de référence. Mais si la particule possède une masse différente de zéro, la notion d'hélicité déterminée est dénuée de sens : une seule et même particule aurait une hélicité positive ou négative suivant le référentiel auquel est rapporté son mouvement. Une expérience directe a permis de montrer que ν_e possède un spin dirigé parallèlement à son impulsion. Par conséquent si $m_\nu = 0$, le neutrino aurait une hélicité négative et l'antineutrino une hélicité positive.

12. L'interaction faible introduite par Fermi s'avéra beaucoup plus universelle qu'on pouvait le prévoir dans la théorie initiale de la désintégration β. On s'aperçut que les interactions faibles où interviennent les différents types de neutrinos se manifestent non seulement dans la désintégration β mais aussi dans différents autres processus de transformation des particules élémentaires. On se contentera ici de remarquer qu'on a réussi à prouver que *la nature physique de l'interaction électromagnétique et celle de l'interaction faible est la même*, ce qui a conduit à élaborer la théorie de l'*interaction électrofaible*. Selon cette théorie les interactions faibles résultent de l'échange de particules virtuelles lourdes de spin 1 : bosons intermédiaires chargés $W^{\pm}$ et boson intermédiaire neutre Z^0, tandis que les interactions électromagnétiques résultent de l'échange de photons virtuels, particules de masse nulle et de spin 1. Par exemple, la désintégration $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ consiste en ceci : le neutron se transforme en proton et pendant un temps court émet un boson intermédiaire W^- qui se décompose ensuite en un électron et un antineutrino $\bar{\nu}_e$. La théorie a fait des prédictions concernant les masses des bosons $W^{\pm}$ et Z^0. Ces bosons ont été découverts en 1983 et on trouva que leurs masses correspondaient aux prévisions théoriques ($M_{W^\pm} \approx 80$ GeV, $M_{Z^0} \approx 90$ GeV).

Les principaux aspects et les principaux résultats de la théorie de Fermi sur la désintégration β restent valables dans les théories modernes pour des énergies notablement inférieures à M_W.

13. Pour conclure ce paragraphe examinons brièvement les preuves expérimentales de l'existence du neutrino. Dans ce qui suit il

ne sera question que du neutrino et de l'antineutrino électroniques. Les expériences qui permettent de les déceler sont d'une réalisation très délicate en raison de la faiblesse des interactions du neutrino avec la matière (cf. sous-paragraphe 9). C'est pour cela que les premières expériences avaient pour objet d'obtenir des preuves indirectes de l'existence du neutrino. La première expérience de ce genre fut réalisée en 1936 par A. Leipounski (1903-1972) qui étudia la réaction de désintégration β ${}^{11}_{6}C \to {}^{11}_{5}B + e^+$. Sans entrer dans les détails de l'expérience, considérons son idée de base. Si le neutrino n'existait pas, l'impulsion du positon e^+ et l'impulsion du noyau de recul seraient égales en module et de signes contraires. Comme les deux particules sont chargées, on peut mesurer leurs impulsions et sur cette base comparer les spectres énergétiques du noyau ${}^{11}_{5}B$ et du positon. D'autre part, on pourrait mesurer directement la distribution en énergie des noyaux de recul ${}^{11}_{5}B$. On constata que cette distribution ne correspondait pas à la distribution théorique ne tenant pas compte de l'existence du neutrino, quoiqu'on ne réussit pas à obtenir des résultats quantitatifs.

Une autre expérience indirecte fondée sur une idée plus élaborée a été conçue et réalisée par A. Alikhanov (1904-1970) et A. Alikhanian (1908-1978). Ils proposèrent d'utiliser la réaction de capture d'un électron K par le noyau ${}^{7}_{4}Be$, ce qui conduit à la formation du noyau ${}^{7}_{3}Li$. Un noyau de nombre A impair possède un spin demi-entier. Par capture K A ne change pas et par conséquent la parité du spin du noyau ne doit pas changer non plus, mais comme l'électron a un spin 1/2, sa capture par le noyau doit faire varier de 1/2 le spin du noyau, qui doit devenir pair. La contradiction sera levée si l'on suppose que la capture K s'accompagne de l'apparition d'un neutrino qui emporte le spin impair. L'avantage du principe de cette expérience réside en ce que la capture K donne lieu à l'apparition de deux particules nouvelles — le noyau de recul ${}^{7}_{3}Li$ et le neutrino ; dans ces conditions la répartition de l'énergie cinétique entre deux particules est univoque. L'énergie cinétique totale libérée lors de la capture K est égale à

$$\mathscr{E} = [M_{at}\,({}^{7}_{4}Be) - M_{at}\,({}^{7}_{3}Li)]\,c^2 = 0{,}864 \text{ MeV}.$$

En vertu de la conservation de l'impulsion $\boldsymbol{P}_{noy} + \boldsymbol{p}_{\nu} = 0$, où $\boldsymbol{P}_{noy}$ est l'impulsion du noyau de recul et $\boldsymbol{p}_{\nu}$ l'impulsion du neutrino. L'énergie cinétique acquise par le noyau de recul est

$$\mathscr{E}_{noy} = \frac{P^2_{noy}}{2M_{noy}} = \frac{p^2_{\nu}}{2M_{noy}} = \frac{c^2p^2_{\nu}}{2M_{noy}c^2}.$$

Comme le neutrino est une particule relativiste, son énergie cinétique $\mathscr{E}_{\nu} = cp_{\nu}$. Comme le neutrino emporte la majeure partie de l'énergie, on peut poser avec une très faible erreur que $cp_{\nu} = \mathscr{E}_{\nu} =$

$= \mathscr{E}$. L'énergie cinétique revenant au noyau de recul de ${}^7_3Li$ est

$$\mathscr{E}_{noy} = \frac{\mathscr{E}}{2M_{noy}c^2}. \quad (74.11)$$

On peut mesurer directement l'énergie cinétique du noyau de recul de ${}^7_3Li$ et la comparer à (74.11). C'est précisément l'idée de l'expérience d'Alikhanov et Alikhanian. Selon la formule (74.11), il est avantageux d'utiliser des noyaux légers; le noyau le plus léger pouvant effectuer une capture K est ${}^7_4Be$.

La guerre empêcha Alikhanov et Alikhanian de réaliser leur expérience et c'est Allen (né en 1908) qui la réalisa aux U.S.A. en 1942. L'expérience réussit pleinement, néanmoins ni l'expérience quantitative d'Allen ni l'expérience qualitative de Leipounski ne peuvent être considérées comme des preuves expérimentales de l'existence du neutrino puisqu'on n'observe pas l'interaction du neutrino libre avec la matière. L'expérience d'Allen ne fait que prouver que la présence du neutrino dans la réaction de capture K est compatible avec la conservation de l'énergie-impulsion.

14. On n'arriva à enregistrer l'action des antineutrinos libres qu'après l'apparition des réacteurs nucléaires de grande puissance. Dans un réacteur les produits de fission des noyaux lourds sont le plus souvent excédentaires en neutrons et sont donc sujets aux désintégrations β^-. Les produits radioactifs des désintégrations β^- subissent à leur tour des transitions β^- et ce jusqu'à l'obtention de noyaux stables. Or les désintégrations β^- donnent naissance à des antineutrinos. Chaque acte de fission donne naissance, en moyenne, à 5-6 antineutrinos. Les réacteurs nucléaires constituent donc une source intense d'antineutrinos. Un réacteur d'une puissance de 100 000 kW produit un flux d'antineutrinos de 10^{19} particules par cm^2 et par seconde, qui est pratiquement inaffecté par la traversée des blindages utilisés pour la protection contre les émissions de neutrons et de quanta γ.

Les premières expériences ont été réalisées aux U.S.A. par Reines (né en 1918) et Cowan (né en 1919) en 1953, puis en 1954 dans une variante améliorée. Nous donnons ci-après une description succincte de cette deuxième série d'expériences. Reines et Cowan réussirent à observer la réaction inverse par rapport à la transition β^-

$$\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+. \quad (74.12)$$

Cette réaction devient possible lorsque l'énergie des antineutrinos est supérieure à 1,8 MeV, puisque c'est de cette quantité que la masse de $(n + e^+)$ dépasse la masse du proton p.

La figure 135 est une représentation schématique du dispositif expérimental de Reines et Cowan. Ce dispositif comportait 3 cuves détectrices D_1, D_2, D_3 de grandes dimensions ($1,9 \times 1,3 \times 0,6$ m) contenant un scintillateur liquide, la lumière émise par ce dernier

était captée par 110 tubes photomultiplicateurs. Les cibles M_1 et M_2 constituées par deux couches d'une solution aqueuse de chlorure de cadmium (de 7 cm d'épaisseur) qui servaient à absorber les neutrons étaient disposées entre les détecteurs. Chaque couche de solution associée à deux cuves contenant le scintillateur constituait une triade indépendante. Afin de protéger le dispositif contre l'émission

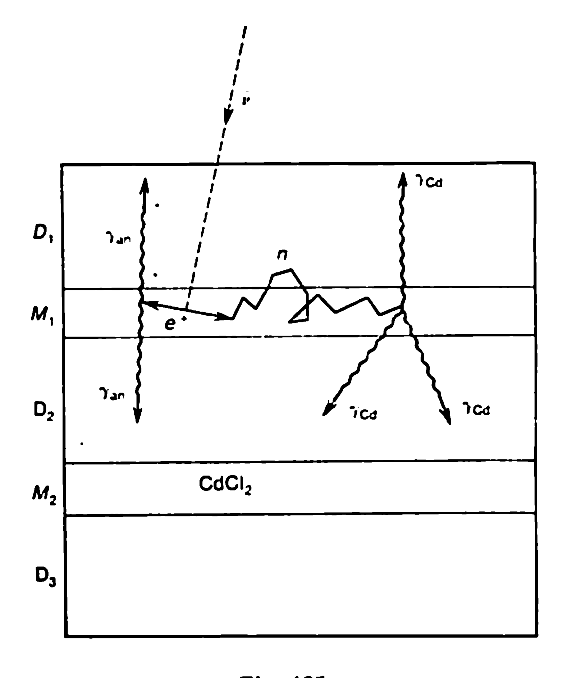


Fig. 135

de rayons γ et le flux de neutrons on l'entourait d'une enceinte double en plomb et en paraffine et on disposait l'ensemble dans un souterrain où on le soumettait au flux d'antineutrinos émis par le réacteur nucléaire.

Le positon créé dans la réaction (74.12) s'annihile au bout de 10^{-8} s environ avec un électron pour donner deux quanta γ (dont l'énergie est égale à l'énergie d'annihilation) qui étaient enregistrés par les détecteurs D_1 et D_2 montés dans un circuit de coïncidences. Le neutron créé dans la réaction (74.12) est ralenti par une suite de collisions avec les protons et au bout de 10^{-6} s est absorbé par les noyaux de cadmium. Ce dernier processus s'accompagne de l'émission de plusieurs quanta γ (d'énergie totale pouvant s'élever à 10 MeV) qui sont également enregistrés par les détecteurs. Les signaux générés dans les détecteurs étaient transmis par câbles coaxiaux vers

un dispositif électronique spécial (circuit de coïncidences) qui analysait les signaux suivant leurs amplitudes et les décalages du temps de leur arrivée à l'entrée du circuit de coïncidences. On photographiait les signaux sur un oscillographe à trois faisceaux dont les trois paires de plaques de déflexion étaient reliées chacune à un détecteur. L'acte d'interaction de l'antineutrino avec la matière selon la réaction (74.12) correspondait à l'apparition de deux impulsions corrélées décalées l'une par rapport à l'autre de l'intervalle de temps nécessaire pour que le neutron soit ralenti et diffusé (1 à 25 μs). Pendant la durée de l'expérience (qui était de $\sim$1400 heures) le détecteur enregistrait en moyenne $2{,}88 \pm 0{,}22$ impulsions par heure. Ce résultat correspond à une section pour la réaction (74.12) $\sigma_{\bar{\nu}} \sim 10^{-43}$ cm^2.

Afin d'accroître la précision des résultats obtenus Reines et Cowan réalisèrent de nombreuses expériences de contrôle.

On doit remarquer que contrairement à (74.12) la réaction

$$\nu + p \not\rightarrow n + e^{+} \qquad (74.13)$$

est interdite, comme le montra Davis, ce qui prouve que le neutrino et l'antineutrino sont réellement des particules différentes, se distinguant l'une de l'autre par le caractère de leurs interactions.

15. Signalons encore qu'on a réussi à détecter les neutrinos solaires, i.e. les neutrinos issus du cœur du Soleil où évoluent des réactions thermonucléaires. Il s'agit bien du *neutrino* et non plus de l'antineutrino (cf. sous-paragraphe 10). Cette question fait l'objet d'études systématiques menées au Laboratoire National de Brookhaven (U.S.A.) par un groupe de chercheurs dirigé par Davis. L'expérience consiste à placer dans une mine (à 1490 m de profondeur pour éviter les problèmes posés par les rayons cosmiques) une cuve contenant 615 tonnes de tétrachlorure de carbone contenant $\sim$1 cm^3 de l'isotope $^{36}_{18}$Ar non radioactif de l'argon. C'est la mise en œuvre de la méthode qui fut suggérée dès 1946 par B. Pontecorvo (né en 1913). Les neutrinos solaires y induisent la réaction

$$^{37}_{17}\mathrm{Cl} + \nu_e \rightarrow {}^{37}_{18}\mathrm{Ar} + e^-, \qquad (74.14)$$

au cours de laquelle se forme l'isotope $^{37}_{18}$Ar qui est radioactif et subit une désintégration par capture K avec une période de 35 jours. L'isotope radioactif $^{37}_{18}$Ar qui s'accumule dans la cuve en est extrait par la méthode avec porteur, dans le cas présent avec l'isotope $^{36}_{18}$Ar. En faisant passer pendant plusieurs heures un courant d'hélium dans la cuve contenant le tétrachlorure de carbone, les bulles d'hélium captent les atomes de $^{36}_{18}$Ar et de $^{37}_{18}$Ar. En faisant passer le courant gazeux dans des pièges à charbon activé refroidis par de l'azote liquide, on assure le piégeage de l'argon. Après avoir répété plusieurs fois l'opération, on relie les pièges à charbon activé à des détecteurs de particules. A l'échauffement l'argon se vaporise et traverse un

compteur proportionnel. Connaissant la quantité d'argon qui a été ajouté au tétrachlorure de carbone et qui a traversé le compteur, ainsi que le nombre de déclenchements de ce dernier, on arrive à déterminer le nombre total d'atomes radioactifs $^{37}_{18}Ar$ qui se sont formés dans la cuve. On a trouvé que sous l'action des neutrinos solaires il se forme dans une tonne de C_2Cl_4 en moyenne 0,330 atomes de $^{37}_{18}Ar$ par an. Ce résultat est 3 à 4 fois inférieur au flux théoriquement attendu, sur la base des conceptions concernant les propriétés du neutrino et la structure de la région centrale de Soleil (cf. § 102, 4). Ce désaccord constitue ce qu'on appelle le problème des neutrinos solaires, puisque ni la théorie ni l'expérience n'ont pas encore réussi à trancher la question.

Notons qu'à Baxan, près du mont Elbrous, dans le Caucase, un observatoire neutrinique commencera bientôt à fonctionner. L'observatoire est disposé à une profondeur de 2 km sous le mont Andyrtchi. La capacité de la cuve contenant le tétrachlorure additionné d'argon sera 5 fois plus grande que celle de la cuve de Davis. On y utilisera une nouvelle méthode de détection des neutrinos. L'utilisation de la réaction de transformation radioactive du chlore en argon ne permettra d'enregistrer que la partie du spectre relativement peu intense des neutrinos solaires de grandes énergies. L'utilisation de la méthode élaborée par V. Kouzmine, fondée sur la transformation de $^{71}_{31}Ga$ en $^{71}_{32}Ge$, permettra d'enregistrer la partie principale des neutrinos solaires correspondant aux neutrinos de faibles énergies produits dans la réaction $p + p \to d + e^+ + \nu_e$ qui détermine le taux de libération d'énergie dans le Soleil. On voudrait espérer que ces nouvelles recherches élucideront le problème des neutrinos solaires et simultanément élucideront la structure intérieure du Soleil, car la détection des neutrinos ouvre la possibilité d'accéder directement aux caractéristiques physiques du cœur des étoiles.

§ 75. Emission gamma des noyaux et conversion interne

1. On appelle *émission gamma* le rayonnement électromagnétique qui est émis lorsqu'un noyau atomique se trouvant dans un état excité se désexcite vers un état de plus faible énergie. Ce processus ne donne lieu à aucune variation des nombres de protons et de neutrons contenus dans le noyau, mais s'accompagne spontanément de l'émission de quanta gamma. Le spectre du rayonnement gamma est toujours *discret* parce que les niveaux d'énergie du noyau sont discrets. En général l'énergie des quanta γ émis par les noyaux atomiques est comprise entre 10 keV et 5 MeV ($10^{-8} \gtrsim \lambda \gtrsim 2 \cdot 10^{-11}$ cm).

La désexcitation d'un noyau excité vers son état normal par émission gamma peut s'effectuer *en une seule fois* (après émission γ le noyau se désexcite vers l'état fondamental (fig. 136, *a*)). La désexcitation peut s'effectuer aussi à l'aide de plusieurs transitions

en cascade, chaque transition donnant lieu à l'émission d'un quantum γ (fig. 136, *b*).

Un nucléon libre isolé ne peut émettre de quanta γ car cela violerait la conservation de l'énergie-impulsion (cf. § 1). Mais le processus d'émission peut se produire et se réalise effectivement dans le noyau, puisque le quantum γ émis ou absorbé peut échanger son impulsion non seulement avec le nucléon considéré, mais aussi avec

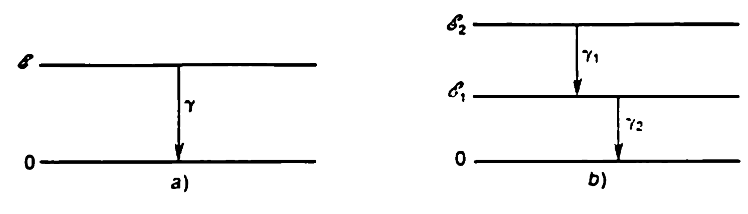


Fig. 136

tous les autres nucléons du noyau. Ainsi, à la différence de la désintégration β, l'émission du rayon γ est un processus *intranucléaire* et non pas un processus ayant pour siège un nucléon.

2. L'excitation du noyau résulte le plus souvent d'une désintégration β du noyau père vers les niveaux excités du noyau fils. Il peut arriver que la transition directe vers l'état fondamental est impossible ou hautement interdite. Dans ce cas la désexcitation s'effectue par une cascade de transitions vers les niveaux intermédiaires du noyau fils à condition que ces transitions soient permises. Ces transitions s'accompagnent de l'émission de quanta γ. Un exemple typique est celui de l'isotope $^{24}_{11}$Na. La caractéristique quantique de son état fondamental est 4^+. A la suite d'une désintégration β on obtient l'isotope $^{24}_{12}$Mg qui n'est cependant pas dans son état fondamental, car ce dernier a pour caractéristique 0^+. La transition vers ce niveau ne se réalise pratiquement pas vu qu'elle implique une variation brusque du spin (de 4 unités) et que la probabilité en est fort petite. L'isotope $^{24}_{12}$Mg possède deux niveaux excités situés à 4,12 et 1,37 MeV et ayant les caractéristiques 4^+ et 2^+. La transition β du noyau $^{24}_{11}$Na vers le second de ces niveaux est interdite de spin, quoique moins sévèrement que vers le niveau 0^+. La transition β (période égale à 15 h) aboutit presque exclusivement au niveau permis de 4,12 MeV (de caractéristique 4^+). La transition depuis ce niveau vers le niveau de 1,37 MeV s'accompagne d'une émission γ; et cette transition est suivie d'une seconde transition γ vers le niveau fondamental 0. Dans ce processus sont émis des quanta γ ayant les énergies de 2,75 et 1,37 MeV (fig. 137). Si l'on place l'isotope $^{24}_{11}$Na dans une ampoule en verre, les particules β^- sont arrêtées par le verre, tandis que les rayons γ le traversent sans encombre. L'ampoule

contenant l'isotope $^{24}_{11}$Na peut donc être utilisée comme une source portative de rayons γ. Rappelons que les transitions $0 \to 0$ avec émission γ sont rigoureusement interdites (cf. § 39, 1).

Les noyaux excités émetteurs de rayons γ peuvent apparaître aussi à la suite de désintégrations α, mais les quanta γ émis possèdent alors des énergies peu importantes ($\mathscr{E}_\gamma \lesssim 0,5$ MeV). En effet, pour que les quanta γ aient des énergies importantes, il faudrait que

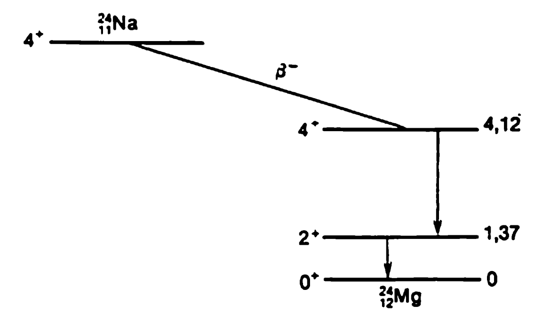


Fig. 137

le noyau père émette des particules α de très grande énergie. L'énergie d'une particule α doit être suffisante non seulement pour surmonter la barrière de potentiel, mais aussi pour assurer une excitation importante du noyau fils. Le plus souvent les particules α émises par les noyaux atomiques ne satisfont pas à ces conditions. L'énergie des quanta γ émis par les noyaux fils résultant d'une transition β est plus importante et atteint 2 à 2,5 MeV. Cela tient à ce que la probabilité des transitions β est définie par une fonction de l'énergie des particules β moins rapidement variable que la probabilité des transitions α. Les noyaux excités émetteurs de quanta γ peuvent être formés par capture de neutrons ou apparaître par excitation collisionnelle des noyaux.

3. La transition d'un noyau excité vers l'état fondamental peut s'effectuer non seulement par émission γ mais aussi par transfert direct de l'énergie d'excitation à l'un des électrons atomiques des couches K, L, M. Ce processus qui entre en compétition avec l'émission γ est appelé *conversion interne*, et les électrons concernés sont désignés sous le nom d'*électrons de conversion interne*. La conversion interne peut s'accompagner d'une émission γ ou peut évaluer sans émission γ (par exemple dans le cas de transitions $0 \to 0$, lorsque l'émission γ est impossible). Le rapport du nombre moyen d'électrons de conversion interne au nombre moyen de quanta γ émis est appelé *coefficient de conversion interne*. L'énergie $\mathscr{E}_e$ d'un électron de conversion interne est définie par l'expression

$$\mathscr{E}_e = \mathscr{E} - \varepsilon, \tag{75.1}$$

où $\mathscr{E}$ est l'énergie libérée lors d'une transition nucléaire et ε l'énergie de liaison de l'électron dans sa couche atomique. De toute évidence les électrons de conversion interne sont monoénergétiques. C'est ce qui permet de les distinguer des électrons émis lors des désintégrations β et qui se caractérisent par un spectre continu. Si l'énergie d'excitation $\mathscr{E}$ du noyau est inférieure à l'énergie de liaison ε_K de l'électron à la couche K, on conçoit que la conversion interne K est énergétiquement irréalisable. Ce cas est possible avec les noyaux lourds, mais la conversion interne peut alors faire intervenir les électrons d'autres couches électroniques de l'atome. Comme le coefficient de conversion dépend de l'énergie et de la multiplicité de la transition, la mesure expérimentale de ce coefficient permet de déterminer la multiplicité et partant le spin du noyau excité.

La conversion interne peut s'accompagner de l'*émission d'un rayonnement* X qui résulte du passage d'un électron appartenant aux couches supérieures sur la place laissée vacante pour l'électron de conversion interne. Ce processus est en tout point analogue à l'excitation ordinaire du spectre caractéristique X des atomes (cf. § 48). La conversion interne peut produire aussi des électrons Auger (cf. § 48).

Lorsque l'énergie $\mathscr{E}$ d'excitation du noyau est supérieure au double de l'énergie propre de l'électron, i.e.

$$\mathscr{E} > 2mc^2 = 1{,}02 \text{ MeV},$$

on peut observer le phénomène de désexcitation du noyau par émission d'une paire électron-positon. Comme le cortège électronique de l'atome n'exerce aucune influence sur ce processus, celui-ci peut évoluer dans un noyau dépourvu de ses électrons atomiques. La probabilité de ce type de conversion est près de 1000 fois plus faible que celle de l'émission γ.

4. La durée de vie moyenne des noyaux émetteurs γ est généralement courte, de l'ordre de 10^{-7} à 10^{-11} s. Dans certains cas, rares d'ailleurs, lorsqu'une interdiction sévère s'allie à un faible intervalle entre les niveaux d'énergie, on peut se trouver en présence de noyaux radioactifs émetteurs γ *métastables* ayant des durées de vie macroscopiques (plusieurs heures et plus). Ces noyaux excités métastables sont appelés *isomères*. Le phénomène de l'isomérie a été découvert en 1921 par Otto Hahn (1879-1968), qui constata que dans les transitions β

$$ {}^{234}_{90}\text{Th} \begin{array}{l} \xrightarrow{\beta^-} \text{UZ}_1 \\ \xrightarrow{\beta^-} \text{UX}_2 \end{array} $$

on obtient deux substances radioactives notées UZ_1 et UX_2 qui, ayant des noyaux $^{234}_{91}Pa$ identiques, ont des périodes radioactives différentes (6,7 h et 1,22 mn). En 1935, I. Kourtchatov a observé un phénomène analogue dans le cas des noyaux artificiels $^{80}_{35}Br$ et $^{82}_{35}Br$ qui ont été obtenus en bombardant le mélange naturel des isotopes $^{79}_{35}Br$ et $^{81}_{35}Br$ avec des neutrons. La nature du phénomène d'isomérie chez les noyaux excités métastables a été expliquée en 1936 par Weizsäcker.

En règle générale l'état isomérique possède un spin très différent des spins des niveaux inférieurs et se caractérise par une faible énergie d'excitation. A cette condition satisfont les valeurs de Z et N précédant les nombres magiques 50, 82 et 126. En général les états isomériques correspondent au premier niveau excité du noyau. Le modèle en couche du noyau permet d'expliquer ces régularités, mais il existe des isomères qui se comportent différemment (par exemple l'isomère du curium $^{244}_{96}Cm$ dont l'énergie d'excitation est égale à 1,04 MeV).

Certains noyaux peuvent avoir deux niveaux métastables et présentent donc trois valeurs de la période radioactive. Tel est le cas du noyau $^{124}_{51}Sb^-$ émetteur d'électrons ayant les périodes suivantes: 60 jours, 21 mn et 1,3 mn.

L'isomérie nucléaire n'est pas un phénomène aussi rare qu'on pourrait le penser. On connaît une centaine de noyaux à grande durée de vie. Ce sont les noyaux à nombre de masse A impair qui possèdent le plus grand nombre d'états isomériques. Ces états sont fréquents chez les noyaux impair-impair, mais sont très rares chez les noyaux pair-pair. La durée de vie d'un noyau excité peut varier dans de larges limites (depuis de petites portions de seconde jusqu'à plusieurs milliers d'années). La période de l'isomère $^{236}_{93}Np$ est égale à $\sim$5000 ans, et celle de ^{135}Cs à $\sim 2,8 \cdot 10^{-10}$ s. On peut s'attendre à ce que le perfectionnement des techniques expérimentales permettra de déceler des périodes plus courtes et plus longues.

On observe des états métastables chez les noyaux stables par rapport à la désintégration β. Dans ce cas le noyau métastable passe à l'état fondamental par émission γ et par conversion électronique interne. C'est le cas du noyau $^{113}_{49}In$ qui est stable par rapport à la transition β et qui possède un isomère métastable ayant une énergie d'excitation égale à 0,393 MeV et une durée de vie de 104 mn. L'isomérie peut se manifester aussi sous la forme de l'existence de plusieurs périodes de fission spontanée du noyau.

§ 76. L'effet Mössbauer

1. En 1958, Mössbauer (né en 1929) découvrit l'*absorption par résonance* des rayons γ qui fut appelée *effet Mössbauer*. Ce phénomène est analogue à la *fluorescence de résonance en optique*. La probabilité

de ce que le photon émis par un atome (ou un noyau) excité sera absorbé par un autre atome (ou un noyau) non excité est suffisamment grande.

Pour préciser les conditions de l'absorption par résonance des quanta γ (photons), il faut tenir compte de ce que pendant l'émission l'énergie du noyau excité est cédée non seulement au photon émis, mais aussi au noyau lui-même sous forme d'énergie de recul (énergie cinétique du mouvement de translation du noyau). A l'absorption l'énergie apportée par le photon est utilisée d'une part pour exciter le noyau et d'autre part pour lui imprimer un mouvement de translation. Supposons que le premier noyau avant émission et le second noyau avant absorption du photon sont tous deux immobiles. Dans ce cas l'énergie du quantum γ émis sera insuffisante pour exciter le second noyau. Pour que le noyau qui absorbe le photon soit excité jusqu'au même niveau d'énergie que celui sur lequel se trouvait le noyau émetteur, il faut disposer d'un quantum γ de plus grande énergie. Examinons cette question de plus près.

Soit un noyau immobile qui vient d'émettre un quantum γ. En notant $\mathcal{E}$ la différence entre les énergies du noyau avant et après émission, l'application des lois de la conservation de l'énergie et de l'impulsion permet d'écrire

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_\gamma + K_{\text{noy}}, \quad P_\gamma + P_{\text{noy}} = 0,$$

où K_{noy} et P_{noy} sont l'énergie cinétique et l'impulsion du noyau après émission du photon, et P_γ est l'impulsion du photon émis. (On suppose qu'avant émission du photon le noyau était immobile.) L'énergie cinétique du noyau de recul

$$K_{\text{noy}} = \frac{P_{\text{noy}}^2}{2M_{\text{noy}}} = \frac{P_\gamma^2}{2M_{\text{noy}}},$$

où M_{noy} est la masse du noyau. L'impulsion et l'énergie du photon sont liées par la relation $\mathcal{E}_\gamma = cP_\gamma$. Il s'ensuit que

$$K_{\text{noy}} = \frac{\mathcal{E}_\gamma^2}{2M_{\text{noy}}c^2}.$$

La majeure partie de l'énergie disponible est emportée par le photon émis. En raison de sa grande masse M_{noy} l'énergie cinétique du noyau est très petite. On peut donc écrire avec une précision suffisante

$$K_{\text{noy}} = \frac{\mathcal{E}^2}{2M_{\text{noy}}c^2}. \tag{76.1}$$

Considérons maintenant l'absorption du quantum γ par un noyau. On utilisera les mêmes notations que ci-dessus mais en les affectant de primes à l'exception de grandeur $\mathcal{E}$ puisqu'elle conserve la

même signification que précédemment, c'est-à-dire qu'elle est égale à la différence d'énergie entre les mêmes niveaux du noyau. C'est une propriété intrinsèque du noyau qui ne dépend pas du processus envisagé : émission ou absorption d'un quantum γ. On écrira donc dans le cas de l'absorption

$$\mathscr{E}'_\gamma = \mathscr{E} + K'_{\text{noy}}, \quad P'_\gamma = P'_{\text{noy}},$$

d'où

$$K'_{\text{noy}} = \frac{P'^2_{\text{noy}}}{2M_{\text{noy}}} = \frac{P^2_\gamma}{2M_{\text{noy}}} = \frac{\mathscr{E}'^2_\gamma}{2M_{\text{noy}}c^2},$$

et à la même approximation que ci-dessus

$$K'_{\text{noy}} = \frac{\mathscr{E}^2}{2M_{\text{noy}}c^2} = K_{\text{noy}}. \tag{76.2}$$

Les raies d'émission et d'absorption des photons sont décalées les unes par rapport aux autres de la quantité

$$\varepsilon = \mathscr{E}'_\gamma - \mathscr{E}_\gamma = K'_{\text{noy}} + K_{\text{noy}} = 2K_{\text{noy}}. \tag{76.3}$$

2. Les résultats que nous venons d'obtenir s'appliquent intégralement à l'émission et à l'absorption de quanta γ dans la partie optique du spectre, à la différence près que dans ce dernier cas l'émission et l'absorption des photons sont assurées non par les noyaux, mais par les couches électroniques de l'atome. En conséquence, dans toutes les formules précédentes, on doit remplacer la masse du noyau par la masse de l'atome (ce qui ne joue pratiquement aucun rôle). Dans le cas idéal, pour que l'absorption de résonance puisse être observée, il faut que les raies d'émission et d'absorption coïncident, i.e. $\varepsilon = 0$. Dans la gamme optique la quantité ε est tout à fait négligeable et l'énergie du photon émis (égale à l'énergie d'excitation $\mathscr{E}$ de l'atome) est de l'ordre de un à quelques eV. Même pour l'atome le plus léger — l'atome d'hydrogène ($Mc^2 \sim 10^9$ eV) on trouve

$$\varepsilon \sim \frac{1^2}{10^9} \sim 10^{-9} \text{ eV},$$

c'est pour cela qu'on observe facilement l'absorption de résonance de la lumière par les atomes dans la gamme optique du spectre. La situation est bien différente lorsqu'il s'agit de rayons γ. L'énergie d'un quantum γ émis par les noyaux est près de 10^6 fois plus grande que l'énergie des photons optiques, ce qui implique que le décalage ε correspondant est 10^{12} fois plus grand que pour ces derniers. Il était donc admis qu'il est impossible de réaliser l'absorption de résonance des quanta γ.

Il semblait qu'en principe le décalage ε pourrait être supprimé en déplaçant le noyau émetteur vers le noyau absorbant, puisque alors l'énergie du quantum γ sera accrue par l'effet Doppler. Par un

choix judicieux de la vitesse de mouvement, on pourrait réduire ε à zéro. On pourrait arriver au même résultat en approchant le noyau absorbeur du noyau émetteur. Il faut cependant tenir compte de ce que l'émetteur émet et l'absorbeur absorbe non pas des raies infiniment fines, mais des raies de largeur finie. Pour que l'absorption de résonance soit possible, il faut que les raies d'émission et d'absorption se recouvrent, i.e.

$$\Gamma \gtrsim K_{\text{noy}}, \tag{76.4}$$

où Γ est la demi-largeur de la raie.

3. L'élargissement des raies résulte de plusieurs causes. Premièrement, c'est l'*élargissement Doppler* des raies spectrales dû au mouvement d'agitation thermique des atomes. La *demi-largeur Doppler* $\Delta\nu$ peut être évaluée à l'aide de la formule

$$\frac{\Delta\nu_{\text{Dop}}}{\nu} \approx \frac{1}{c}\sqrt{\frac{2kT}{M_{\text{noy}}}}, \tag{76.5}$$

où k est la constante de Boltzmann et T la température absolue de la source (cf. t. IV, § 89). Si l'on exprime la demi-largeur en unités énergétiques ($\Gamma = h\,\Delta\nu$), cette formule s'écrira

$$\Gamma_{\text{Dop}} \approx \frac{\mathscr{E}}{c}\sqrt{\frac{2kT}{M_{\text{noy}}}}, \tag{76.6}$$

puisque dans le cas considéré on peut remplacer l'énergie du quantum γ par l'énergie d'excitation du noyau sans que l'erreur commise soit notable. L'élargissement Doppler joue le rôle principal dans le cas d'émetteurs contenant un grand nombre d'atomes ou de noyaux atomiques. Bien évidemment l'élargissement Doppler est absent dans le cas d'un atome ou d'un noyau isolé puisqu'il ne peut être alors question du mouvement d'agitation thermique. Le mouvement d'un atome ou d'un noyau isolé ne se reflète que sur le déplacement des raies spectrales sans affecter leur largeur.

Dans le cas d'un noyau isolé la largeur de la raie est dite *largeur naturelle*. On peut l'estimer d'après la durée de vie τ du noyau excité à l'aide de la relation d'incertitude

$$\Gamma_{\text{nat}} \approx \hbar/\tau. \tag{76.7}$$

Voyons si la condition (76.4) est vérifiée dans la gamme optique et dans la gamme des rayons γ. Prenons, par exemple, le noyau de l'isotope $^{57}_{26}Fe$ du fer. L'énergie d'excitation du premier niveau de ce noyau est égale à 14 keV, ce qui représente une très petite valeur pour les rayons γ. La vie moyenne de cet état excité $\tau \sim 10^{-8}$ s et la largeur naturelle de la raie est

$$\Gamma_{\text{nat}} \sim 10^{-8}\ \text{eV}.$$

L'énergie cinétique que le noyau du fer acquiert lors de l'émission γ est donnée par la formule (76.1)

$$K_{\text{noy}} = \frac{(14\cdot 10^3)^2}{2\cdot 57\cdot 938\cdot 10^6} = 0{,}00183 \text{ eV},$$

valeur qui est près de 10^5 fois supérieure à la largeur naturelle de la raie spectrale. Il ne peut donc être question que la condition (76.4) soit vérifiée. Il s'ensuit que l'absorption de résonance des quanta γ par un noyau isolé immobile est impossible.

La situation est toute autre dans le cas des photons optiques. Dans ce cas, selon la formule (76.1), l'énergie cinétique du noyau de recul est de l'ordre de

$$K_{\text{noy}} \approx \frac{1^2}{2\cdot 57\cdot 938\cdot 10^6} \sim 10^{-11} \text{ eV}.$$

En supposant que la largeur naturelle de la raie est encore égale à 10^{-8} eV (c'est une raie très fine) on voit que la condition (76.4) est pleinement satisfaite. Cela signifie que l'absorption de résonance des photons optiques est réalisable dans le cas d'atomes isolés.

4. Considérons maintenant l'émission et l'absorption des quanta γ par les corps macroscopiques, notamment par les cristaux. Il semblerait qu'il suffirait de remplacer la largeur naturelle d'une raie spectrale par la largeur Doppler. A $T = 300$ K, pour l'isotope ${}^{57}_{26}\text{Fe}$ on a

$$\Gamma_{\text{Dop}} \approx 0{,}018 \text{ eV},$$

quantité d'un ordre de grandeur supérieure à l'énergie cinétique K_{noy} du noyau. La condition (76.4) est vérifiée quoique de justesse. On peut donc s'attendre à ce que l'absorption de résonance des rayons gamma par les noyaux individuels s'observe dans les cristaux. Or dans le cas de rayons gamma durs et à basse température, la condition (76.4) n'est plus vérifiée et l'absorption de résonance devrait manquer dans les cristaux. Par exemple, pour le noyau d'iridium ${}^{194}\text{Ir}$ l'énergie d'excitation $\mathcal{E} = 129$ keV, de sorte que

$$K_{\text{noy}} = \frac{(129\cdot 10^3)^2}{2\cdot 191\cdot 938\cdot 10^6} = 0{,}046 \text{ eV}.$$

Même à 300 K la condition $\Gamma_{\text{Dop}} > K_{\text{noy}}$ n'est pas vérifiée, car à une même température Γ_{Dop} est plus faible pour l'iridium (élément lourd) que pour le fer. Mais même lorsque la condition $\Gamma_{\text{Dop}} > > K_{\text{noy}}$ est vérifiée, on devrait s'attendre à ce que les maximums d'absorption de résonance soient très larges et étalés.

Lorsqu'on abaisse la température de la source et de l'absorbeur, la région de chevauchement des raies d'émission et d'absorption élargies par effet Doppler se rétrécit. Cela devrait réduire, semble-t-il, le taux d'absorption des quanta γ. En fait le résultat des expériences de Mössbauer, réalisées en 1958, fut contraire à celui escompté et

dans les conditions indiquées l'excitation de résonance est accrue. Ce résultat inattendu témoigne, selon Mössbauer lui-même, du *caractère statistique* de l'émission et de l'absorption des quanta γ par les cristaux. La majorité des quanta γ sont émis et absorbés comme décrit ci-dessus, i.e. par des noyaux isolés. Mais comme dans un réseau cristallin les noyaux sont liés les uns aux autres, à côté des processus individuels doivent exister des *processus collectifs* ressemblant aux processus d'excitation des quasi-particules envisagés en théorie de la capacité calorifique des corps solides et justifiés par la

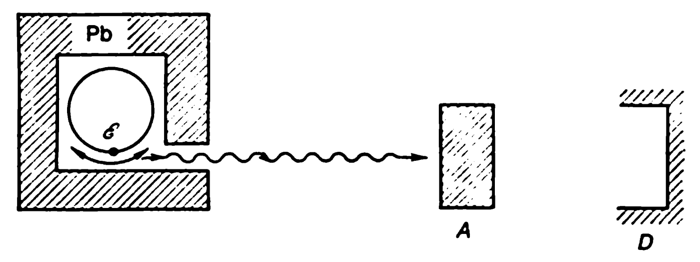


Fig. 138

théorie quantique. L'un ou l'autre de ces processus peut se manifester suivant les cas. Le rapport des nombres de processus de ces deux types est régi par les *lois statistiques*.

Dans les processus collectifs le noyau excité se désexcite, l'énergie d'excitation est emportée par le quantum γ, mais l'impulsion est encaissée par le *cristal tout entier* ou par un important groupe d'atomes. De même l'énergie du photon émis est absorbée par un noyau isolé tandis que son impulsion est transmise au *cristal tout entier*. La contribution de l'énergie cinétique du cristal tout entier, qui apparaît dans ces processus, est infime (en raison de la grande masse du cristal) devant la largeur naturelle de la raie. Tout se passe comme si une partie des noyaux émettaient et absorbaient l'énergie sans subir de recul dû au transfert de l'impulsion. *L'effet Mössbauer réside justement dans l'émission et l'absorption de quanta gamma sans que les noyaux concernés subissent un recul.* Puisque tout se passe comme si la masse du noyau était infiniment grande, l'émission et l'absorption des quanta gamma ne s'accompagnent pas d'un élargissement des raies spectrales dû à l'effet Doppler et celles-ci conservent leur largeur naturelle. Ainsi ces processus donnent des raies d'émission et d'absorption des rayons γ très fines.

5. Cette interprétation due à Mössbauer est confirmée par des expériences sur l'absorption de résonance des quanta gamma. La figure 138 représente le schéma de principe de l'expérience permettant d'observer cet effet. La source $\mathscr{E}$ de rayon γ est animée d'un mouvement circulaire par rapport à la cible (l'absorbeur) A. Der-

rière la cible est disposé le compteur de rayons γ. On mesure le taux de comptage en fonction de la vitesse de déplacement de la source pendant son approche et son éloignement de la cible. Si la vitesse de déplacement de la source est assez élevée, la raie d'émission subit un déplacement par rapport à la raie d'absorption et on n'observe pas l'absorption de résonance. Lorsque la vitesse de la source diminue, ces deux raies se rapprochent l'une de l'autre et lorsqu'elles se

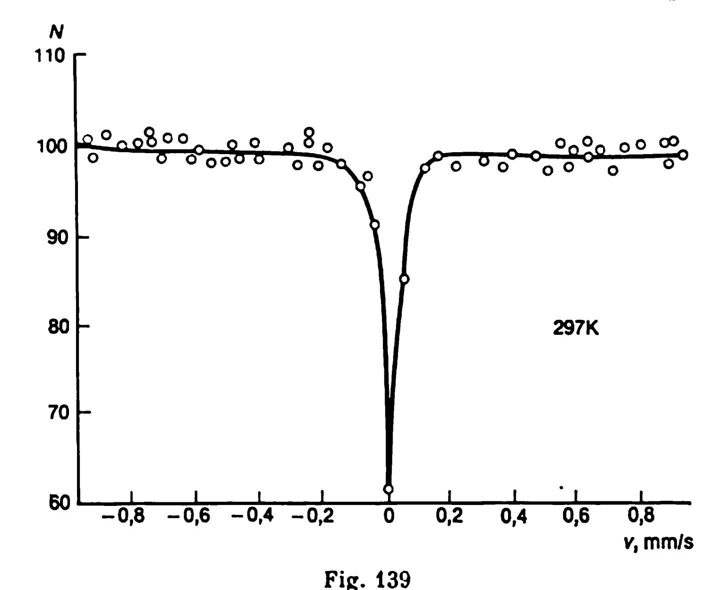


Fig. 139

confondent on observe un maximum d'absorption aigu. A cet instant le taux de comptage diminue brusquement. La figure 139 représente la courbe expérimentale qui a été obtenue par ce procédé. La source est le noyau $^{57}_{27}Co$ qui à la suite de la capture K se transforme en un noyau $^{57}_{26}Fe$ avec émission de photons γ d'énergie $\mathscr{E} = 14$ keV. L'absorbeur est le sel de formule $K_3{}^{57}Fe(CN)_6$. La courbe a été relevée à $T = 297$ K. En ordonnées on a porté l'intensité relative I du rayonnement γ ayant traversé l'absorbeur (l'intensité maximale est posée égale à 100).

La figure montre que la résonance est compromise dès que la source est mise en mouvement avec une vitesse v de l'ordre de 0.1 mm/s. Il s'ensuit que la largeur relative des raies d'émission et d'absorption $v/c \sim 10^{-11}$ à 10^{-12} et la largeur absolue $\Gamma = \mathscr{E}v/c \sim \sim 14\,000\; v/c \sim 10^{-7}$ à 10^{-8} eV, donc du même ordre de grandeur que la largeur naturelle des raies. On en conclut que l'expérience a réellement permis d'observer que l'émission et l'absorption de résonance s'effectuent *sans recul*. La première preuve expérimentale de

l'effet a été obtenue par Mössbauer en 1958 qui utilisa comme source et comme absorbeur du rayonnement gamma l'isotope ^{191}Ir refroidi jusqu'à 88 K. C'est la réalisation de cette expérience cruciale qui marque la découverte de l'effet Mössbauer.

L'effet Mössbauer se manifeste dans de nombreuses substances et on a pu enregistrer dans nombre de cas des raies d'émission et d'absorption encore plus fines que celles du fer et de l'iridium. Suivant la substance, la source et la cible doivent se trouver à des températures comprises entre la température ordinaire et la température de l'hélium liquide ($\sim$4 K et au-dessous). A mesure que la température s'élève, l'intensité de l'effet diminue puis disparaît. Parmi les facteurs favorisant la manifestation de l'effet Mössbauer citons la grande valeur du facteur f caractérisant la proportion des émissions γ pouvant s'effectuer sans recul. Ce facteur est d'autant plus grand que l'énergie d'excitation $\mathcal{E}$ du noyau est basse et que la température de Debye T_D est élevée, puisque cette température caractérise la force de liaison du noyau au réseau cristallin. Le pouvoir de résolution de la spectroscopie Mössbauer se caractérise par la largeur relative $\Gamma/\mathcal{E}$ des raies. Par exemple, pour l'isotope $^{57}_{26}$Fe $\Gamma \sim 10^{-8}$ eV, la période radioactive $T_{1/2} = 10^{-7}$ s, $T_D \sim 500$ K, $f > 0,6$ jusqu'à $T \approx 300$ K. En raison de ces caractéristiques favorables, cet isotope du fer est largement utilisé dans les études de l'effet Mössbauer. Parmi les autres substances pouvant être utilisées à la température ordinaire, notons l'isotope ^{119}Sn ($\mathcal{E} = 23,8$ keV, $T_{1/2} = 1,8 \cdot 10^{-8}$ s, $\Gamma = 2,5 \cdot 10^{-8}$ eV, $\Gamma/\mathcal{E} \approx 10^{-12}$) et l'isotope ^{181}Ta ($\mathcal{E} = 6,2$ keV, $T_{1/2} = 6,8 \cdot 10^{-8}$ s, $\Gamma = 6,7 \cdot 10^{-11}$ eV, $\Gamma/\mathcal{E} \approx$ $\approx 10^{-14}$, $f \approx 5$ % à la température ordinaire). L'isotope ^{67}Zn ($\mathcal{E} =$ $= 93$ keV, $T_{1/2} = 9,4 \cdot 10^{-6}$ s, $\Gamma \approx 5 \cdot 10^{-11}$ eV, $\Gamma/\mathcal{E} \approx 5 \cdot 10^{-16}$) possède un pouvoir de résolution record. Mais la température de Debye de ^{67}Zn est tellement basse que même à la température de l'hélium liquide ($\sim$4 K), le facteur f ne représente que 0,3 % environ.

6. Le principal intérêt de l'effet Mössbauer réside en ce qu'il constitue une méthode de mesure d'infimes variations d'énergie qu'on ne saurait détecter par aucune autre méthode. Deux exemples suffiront pour illustrer cette assertion.

La mise en œuvre de l'effet Mössbauer a permis de déceler dans les conditions du laboratoire le *déplacement gravitationnel des raies spectrales*, qui a été prévu par la théorie de la relativité d'Einstein (cf. § 7, ainsi que t. I, § 72). Selon la théorie de la relativité, un photon qui se propage suivant la verticale dans le champ de gravitation terrestre, après avoir parcouru une distance h, voit son énergie $\mathcal{E}$ varier d'une quantité

$$\Delta\mathcal{E} = \frac{\mathcal{E}}{c^2} gh, \tag{76.8}$$

ce qui se manifeste par une variation de sa fréquence. Lors de la propagation suivant la verticale descendante la fréquence du photon

doit augmenter (décalage vers le violet) et diminuer (décalage vers le rouge) lorsqu'il se déplace suivant la verticale ascendante. Pound (né en 1919) et Rebka ont réalisé, en 1959, une expérience sur la tour de l'Université de Harvard ($h = 22{,}6$ m) en utilisant comme source et absorbeur l'isotope $^{57}_{26}$Fe refroidi jusqu'à la température de l'hélium liquide. La variation relative de l'énergie du photon a été trouvée égale à

$$\frac{\Delta\mathscr{E}}{\mathscr{E}} = \frac{gh}{c^2} \sim 2{,}46\cdot 10^{-15},$$

et la valeur absolue de la variation d'énergie $\Delta\mathscr{E} \approx 14\,000\cdot 2{,}46 \times \times 10^{-15} \sim 3{,}4\cdot 10^{-11}$ eV, valeur près de 300 fois plus faible que la

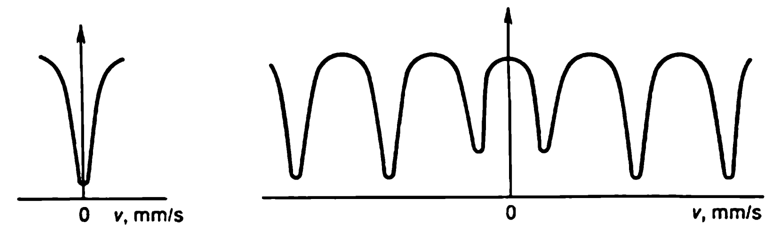


Fig. 140

largeur naturelle de la raie spectrale. Pour pouvoir compenser cette variation d'énergie par le déplacement Doppler il faut que la source soit animée d'une vitesse $v \sim c\,\Delta\mathscr{E}/\mathscr{E} \sim 0{,}75$ µm/s. Pour que la détermination du déplacement gravitationnel soit réellement assurée il faut que l'erreur commise dans la mesure de la variation d'énergie n'excède pas $\sim 10^{-3}\,\Gamma_{nat} \sim 10^{-11}$ eV. Néanmoins l'effet a été décelé et a été trouvé conforme aux prévisions d'Einstein. L'effet qui a été décelé au laboratoire est près de 10^9 fois plus faible que le déplacement gravitationnel provoqué par le champ gravitationnel du Soleil et que l'on mesure par des méthodes astronomiques. En 1965, une variante perfectionnée de cette expérience fut réalisée par Pound et Snyder.

La mise en œuvre des méthodes de la spectroscopie Mössbauer a permis de mettre en évidence l'influence du cortège électronique des atomes sur les processus évoluant dans les noyaux atomiques. Les raies du spectre Mössbauer d'un noyau donné subissent un décalage notable et leur largeur varie lorsqu'on incorpore ce noyau dans des composés chimiques différents, lorsque la structure cristalline du composé change, lorsqu'on fait varier la température, lorsqu'on applique ou qu'on supprime les contraintes mécaniques, etc. A titre d'exemple, on a représenté sur la figure 140 les spectres Mössbauer de l'isotope $^{57}_{26}$Fe contenu dans un acier inoxydable (à gauche) et dans

le composé Fe_2O_3 (hématite). Suivant l'axe horizontal on a porté les vitesses de la source (en mm/s) par rapport à l'absorbeur et suivant l'axe vertical, l'intensité des rayons γ ayant traversé l'absorbeur. Dans le cas de l'acier inoxydable on a obtenu une raie unique, tandis que dans le cas de Fe_2O_3 cette raie a éclaté en six raies sous l'action du champ magnétique des électrons atomiques. La raie spectrale de l'acier inoxydable éclate elle aussi si l'on soumet l'acier à l'écrouissage, car sa structure interne se trouve affectée par la déformation plastique. Les méthodes de la spectroscopie Mössbauer trouvent de nombreuses applications en physique du solide.

CHAPITRE X

NOTIONS SUR LES MODÈLES DU NOYAU ATOMIQUE

§ 77. Considérations générales

1. On a justifié au § 63 la nécessité des modèles du noyau atomique. Si l'on est obligé de faire appel à des modèles, c'est qu'on ne dispose pas de théorie physique satisfaisante du noyau atomique. La principale difficulté à laquelle on se heurte lorsqu'on cherche à construire une théorie du noyau atomique est l'insuffisance de nos connaissances concernant les forces nucléaires. A cela viennent s'ajouter les difficultés d'ordre mathématique puisque le noyau est un système quantique à plusieurs corps et que ceux-ci sont soumis à de fortes interactions mutuelles. C'est pour cela que, s'appuyant sur les principes physiques les plus connus, nous n'avons envisagé que la structure des noyaux les plus simples — le deuton ^2H, le triton ^3H et le ^4He. Dans le cas de noyaux plus complexes on est obligé d'avoir recours à des *modèles* pour pouvoir systématiser les données expérimentales et faire des prévisions (ne serait-ce que qualitatives) concernant de nouveaux phénomènes. Chaque modèle a un domaine de validité limité, i.e. ne peut prétendre qu'à une description approchée d'un nombre limité de phénomènes. Parmi la multitude des caractéristiques du noyau atomique chaque modèle ne retient, et encore sous une forme schématique, que celles qui importent pour le groupe des phénomènes étudiés en négligeant toutes les autres. Bien entendu, la justification du choix des paramètres déterminants implique la comparaison des résultats auxquels conduit le modèle adopté avec les résultats expérimentaux que ce modèle cherche à expliquer. Le modèle est d'autant meilleur que le nombre de faits expérimentaux qu'il permet d'expliquer est grand.

2. On peut classer les différents modèles du noyau atomique en modèles *à une particule*, en modèles *collectifs* et en modèles *généralisés*. Dans les modèles à une particule on tient compte des degrés de liberté décrivant les mouvements des nucléons individuels; dans les modèles à particules collectivisées on doit tenir compte des degrés de liberté caractérisant les mouvements corrélés de tous les nucléons du noyau. Les modèles à une particule sont appelés *modèles à particules indépendantes* et les modèles collectifs, *modèles à interaction*

forte. En utilisant la terminologie concrète de la physique des milieux continus on dira qu'on doit utiliser les modèles collectifs lorsque la longueur de libre parcours moyen de chaque nucléon dans le noyau est petite devant les dimensions de celui-ci. Dans ce cas ce sont les interactions intenses et fréquentes de chaque nucléon avec ses voisins qui importent surtout. Lorsque la longueur de libre parcours moyen des nucléons est notablement plus grande que les dimensions du noyau, on utilisera de préférence un modèle à une particule puisque ce modèle postule que les nucléons se meuvent indépendamment les uns des autres dans un *champ self-consistant* moyen.

En faisant appel aux conceptions classiques, on dira que deux groupes de modèles concernant le mouvement des nucléons dans le noyau se fondent sur des hypothèses contraires et qui s'excluent mutuellement. La possibilité d'utiliser, en physique du noyau, ces deux hypothèses contraires résulte de ce qu'on ne peut transposer sans autre forme de procès les conceptions empruntées à la physique classique des milieux continus au mouvement des nucléons dans le noyau, et ce pour les raisons suivantes. Premièrement, parce qu'aucun noyau, même le plus lourd, ne contient un nombre de particules suffisamment grand pour pouvoir lui appliquer directement les méthodes élaborées pour les milieux continus et utiliser dans chaque cas les méthodes statistiques. Deuxièmement, les mouvements des nucléons dans le noyau sont essentiellement quantifiés et c'est cela qui compte surtout. En effet, dans le noyau, l'énergie cinétique moyenne d'un nucléon $\mathcal{E} \sim 25$ MeV et sa masse $m = 1{,}68 \cdot 10^{-24}$ g. A ces valeurs correspond une longueur moyenne de l'onde de de Broglie du nucléon dans le noyau $\lambda = h/\sqrt{2m\mathcal{E}} \approx 0{,}5 \cdot 10^{-12}$ cm, i.e. comparable au rayon du noyau. Il ne peut donc être question d'une interprétation classique du mouvement des nucléons dans le noyau.

On notera notamment que selon le principe de Pauli dans un noyau non excité tous les états inférieurs sont occupés. Pour pouvoir se déplacer dans le noyau un nucléon doit expulser un nucléon de même espèce de l'état qu'occupe ce dernier pour venir se loger à sa place. Selon la mécanique quantique cet échange de place des nucléons de même espèce ne conduit pas à l'apparition d'un nouvel état, ce qui est contraire aux conceptions de la physique classique. D'autre part, dans certains modèles à une particule, les états du noyau sont exprimés en fonction des états de quasi-particules et non des états des nucléons eux-mêmes. L'introduction de quasi-particules correspond déjà à la description collectiviste du noyau. En adoptant ce point de vue toute différence entre les modèles du noyau à une et à plusieurs particules s'estompe.

En combinant le modèle à une particule et le modèle collectif on obtient un *modèle généralisé du noyau* qui tient simultanément compte des degrés de liberté des deux modèles qui importent pour les phénoménes étudiés.

La description détaillée des modèles des noyaux atomiques avec indication de leurs domaines de validité est présentée dans les manuels de physique nucléaire, mais dans un cours de physique générale on ne peut que les esquisser en se bornant à quelques généralités.

3. Le premier en date des modèles collectifs du noyau atomique a été le *modèle de la goutte liquide* dont il a été déjà question au § 64. Ce modèle fut avancé, en 1936, par Niels Bohr et indépendamment de ce dernier, par I. Frenkel (1894-1952). De tous les modèles collectifs nous n'envisagerons que le modèle de la goutte liquide. Dans ce qui suit nous ferons quelques remarques concernant ce modèle.

Le modèle en question se fonde sur l'idée que le comportement du noyau atomique rappelle celui d'un liquide chargé incompressible. Pour déterminer certaines caractéristiques du « liquide nucléaire » nous nous appuyerons sur les formules (65.1) et (65.2). La concentration des nucléons contenus dans le noyau est

$$n=\frac{A}{4\pi R^3/3}=\frac{3}{4\pi r_0^3}=0{,}87\cdot 10^{38}\approx 10^{38}\ \text{nucléons/cm}^3,$$

et la masse volumique de la substance du noyau est

$$\rho = nm \approx 1{,}45\cdot 10^{14}\ \text{g/cm}^3,$$

où m est la masse d'un nucléon et $r_0 = 1{,}4\cdot 10^{-13}$ cm. La distance moyenne entre les nucléons est égale à

$$\delta=\sqrt[3]{\frac{4\pi R^3}{3A}}=\sqrt[3]{\frac{4\pi}{3}}\,r_0\approx 2{,}3\cdot 10^{-13}\ \text{cm}.$$

Ainsi, à l'exception des noyaux les plus légers, la concentration des nucléons, la masse volumique de la substance du noyau et la distance moyenne entre les nucléons sont pratiquement les mêmes dans tous les noyaux. C'est ce qui permet de poser, dans le modèle de la goutte liquide, que le noyau est incompressible.

L'incompressibilité du « liquide nucléaire » reflète le fait que les nucléons sont soumis à une très forte interaction mutuelle. C'est d'ailleurs l'existence d'une interaction entre tous les nucléons qui permet de classer le modèle de la goutte liquide dans le groupe des modèles collectifs. Ce modèle permet d'interpréter le plus simplement et le plus clairement la signification physique des trois premiers termes de la formule semi-empirique de Weizsäcker (64.6) exprimant l'énergie de liaison d'un noyau. Les deux autres termes figurant dans cette formule représentant l'un l'énergie d'asymétrie, l'autre l'énergie d'appariement, ne peuvent être interprétés dans le cadre de ce seul modèle. On a montré au § 64 que l'énergie d'asymétrie peut être interprétée dans le cadre du modèle à une particule à l'aide du principe de Pauli. L'existence de l'énergie d'appariement témoigne de ce que les forces d'interaction mutuelle des nucléons dépendent de l'orientation relative de leurs spins. Compte tenu de ces deux termes,

le modèle de la goutte liquide décrit d'une façon assez satisfaisante la dépendance de l'énergie de liaison moyenne du noyau avec le nombre de charge Z et le nombre de masse A. Les variations individuelles moins grossières de l'énergie de liaison, ainsi que les autres propriétés individuelles des noyaux, restent inexpliquées dans le cadre du modèle de la goutte liquide, et c'est ce qui fait sa faiblesse.

4. Selon le modèle de la goutte liquide à l'état non excité, le noyau devrait présenter une forme sphérique. Jusqu'à 1950, il était admis en physique nucléaire que la forme d'équilibre des noyaux atomiques était la forme sphérique. Plus tard on a dû abandonner cette hypothèse. Selon la théorie des enveloppes nucléaires, un grand nombre de noyaux devraient avoir, même à l'état non excité, la forme d'un ellipsoïde de révolution ou même celle d'un ellipsoïde triaxial (cela est controversé) au lieu de la forme sphérique. Ces noyaux ont été dénommés *noyaux déformés*. C'est là un terme malheureux, mais qui est toujours en usage. En effet, la forme non sphérique du noyau à l'état fondamental est une propriété inhérente et non pas le résultat d'une quelconque contrainte extérieure. On énumérera au paragraphe suivant (sous-paragraphe 12) certains faits expérimentaux qui obligèrent à reconnaître qu'il existe de nombreux noyaux non sphériques.

Selon la mécanique quantique, en raison de l'indiscernabilité de particules identiques, il est inutile de parler de la rotation d'un noyau à symétrie sphérique, puisque dans les noyaux sphériques on n'observera aucun niveau rotationnel. Dans les noyaux dépourvus de symétrie sphérique on observe des niveaux rotationnels. Ils appartiennent aux niveaux d'excitation inférieurs.

Le modèle de la goutte liquide admet des excitations du noyau telles que les *déformations* et les *oscillations de surface nucléaire*. Les oscillations volumiques sont pratiquement impossibles en raison de l'hypothèse de l'incompressibilité du « liquide nucléaire ». Les plus simples sont les petites oscillations *quadrupolaires* du noyau sous l'action desquelles sa surface prend successivement la forme d'un ellipsoïde de révolution allongé et aplati. Ces oscillations donnent naissance à des *moments quadrupolaires*. Les oscillations *octupolaires*, sous l'action desquelles le noyau prend une forme de poire et acquiert un *moment octupolaire*, ainsi que les oscillations déterminant l'excitation de moments *multipolaires* sont notablement plus compliquées. Les oscillations doivent être quantifiées et l'énergie d'excitation des oscillations doit donc être définie par la formule $\mathscr{E} = n\hbar\omega$, n étant un nombre quantique entier. Or, même pour de petits nombres quantiques ($n = 0, 1, 2, \ldots$), les valeurs calculées sont en désaccord avec les données expérimentales. Lorsque les oscillations sont de grande amplitude, elles cessent d'être harmoniques. Ces oscillations sont engendrées à la suite de l'impact d'un neutron sur le noyau. Cela peut avoir pour conséquence la division du noyau en deux frag-

ments. C'est ainsi que le modèle de la goutte liquide explique la fission de certains noyaux lourds (cf. chapitre XIV).

Le modèle de la goutte liquide admet l'excitation d'un autre type encore d'oscillations. Le noyau se compose de deux « liquides incompressibles » — les *protons* et les *neutrons* qui s'interpénètrent. Les oscillations en question rappellent la *branche des fréquences optiques* qui apparaissent lors des vibrations des réseaux cristallins composés d'atomes différents (cf. § 56). Ces oscillations engendrent des moments dipolaires électriques dans le noyau, autrement dit déterminent sa *polarisation*. A ces excitations correspondent des énergies assez importantes de 15 à 20 MeV pour les noyaux lourds et de 20 à 25 MeV pour les noyaux légers.

§ 78. Le modèle en couches du noyau atomique

1. Le *modèle en couches* est le modèle à une particule de loin le plus important. Il existe de nombreux faits expérimentaux qui suggèrent l'existence d'une « structure périodique » des noyaux, analogue à la périodicité des propriétés des atomes qui se reflète dans la structure du système périodique de Mendéléev. Les noyaux magiques caractérisés par un nombre de protons ou de neutrons égal à 2, 8, 20, 50, 82 et 126, et surtout les noyaux doublement magiques se distinguent des autres noyaux par une plus grande stabilité. Les noyaux contenant un nombre magique de protons sont caractérisés par une distribution des charges à symétrie sphérique dans les états non excités, ce qui se traduit par l'absence de moments quadrupolaires électriques. Sous ce rapport les noyaux magiques sont comparables sous certains aspects aux atomes de gaz rares présentant une symétrie sphérique, qui sont chimiquement passifs et possèdent les plus grandes énergies d'ionisation. Mais les nombres de charge des gaz rares ($Z = 2, 10, 18, 36, 54, 86$), à l'exclusion de $Z = 2$, ne coïncident pas avec les nombres magiques des noyaux.

2. Les propriétés magiques des noyaux se manifestent en premier lieu en ce que l'énergie de liaison du dernier nucléon (égale à son énergie de séparation) dans le cas de la formation d'un noyau magique est anormalement grande en comparaison avec l'énergie de liaison du dernier nucléon dans le noyau qui précède et dans celui qui suit le noyau considéré. Considérons par exemple la suite des noyaux les plus légers ${}_1^1H$, ${}_1^2H$, ${}_2^3He$, ${}_2^4He$, où chaque nouveau noyau dérive des précédents par addition d'un neutron ou d'un proton. On constate que les énergies de liaison d'un nucléon au noyau précédent sont respectivement égales à 2,2 ; 5,5 ; 20,6 MeV, autrement dit qu'elles augmentent brusquement à mesure qu'on s'approche du noyau doublement magique ${}_2^4He$ ($Z = N = 2$). Mais l'énergie de liaison correspondant à l'addition d'un nouveau neutron ou proton au noyau ${}_2^4He$, ce qui conduit à l'apparition du noyau ${}_2^5He$ ou ${}_3^5Li$, est négative, de sorte qu'aucun de ces deux nouveaux noyaux n'est stable. La

surstabilité du noyau doublement magique $^4_2$He se manifeste aussi en ce que ces noyaux (particules α) sont éjectés lors des désintégrations α.

L'accroissement de l'énergie de liaison du dernier nucléon, qu'on observe à mesure qu'on s'approche d'un noyau magique, se retrouve pour d'autres noyaux, quoique dans le cas des noyaux lourds cet accroissement est moins important que pour les noyaux légers. Lorsqu'on cherche à illustrer cette régularité, on doit tenir compte de la surstabilité des noyaux à nombre pair de nucléons d'un type donné par rapport au cas où le nombre de nucléons de ce même type serait impair. Comme tous les nombres magiques sont pairs, on doit comparer les noyaux à nombres pairs de protons ou de neutrons. Indiquons, par exemple, que les énergies de liaison d'un nouveau proton à chacun des noyaux pair-pair $^8_4$Be et $^{12}_6$C sont respectivement égales à $-0{,}18$ et $+1{,}9$ MeV, tandis que l'énergie de liaison d'un nouveau proton au noyau magique $^{16}_8$O (on obtient alors le noyau $^{17}_9$F) n'est que de 0,6 MeV. On retrouve une situation analogue lors de l'addition d'un neutron à chacun de ces mêmes noyaux. Ces différents résultats témoignent de la surstabilité du noyau magique $^{16}_8$O en comparaison avec les noyaux pair-pair voisins.

Dans le cas de noyaux stables lourds, lorsque les nombres Z et N sont très différents, on devra comparer des noyaux à nombres pairs de protons et à nombre constant de neutrons, ou des noyaux à nombres pairs de neutrons et à nombre constant de protons. Ainsi, lorsqu'on passe de $Z = 80$ au nombre magique $Z = 82$, l'énergie de liaison d'un nouveau proton diminue brusquement quelle que soit la valeur de N, ce qui témoigne de la surstabilité du noyau à nombre magique de protons $Z = 82$. On retrouve une situation analogue au voisinage du nombre magique $N = 126$. L'énergie de liaison d'un nouveau neutron au noyau diminue brusquement pour tous les Z lorsqu'on passe du noyau pour $N = 124$ au noyau magique pour $N = 126$.

3. Les propriétés magiques des noyaux se répercutent sur l'abondance relative des éléments chimiques. Les noyaux stables à nombres magiques Z ou N sont plus abondants que les noyaux ayant des valeurs paires de ces nombres voisines des valeurs magiques. Par exemple, pour $Z = 20$, il existe cinq noyaux stables à nombre pair de neutrons. On doit comparer les noyaux dont la valeur de N ou Z diffère de 2 unités du nombre magique, vu que les noyaux pair-pair sont plus stables et partant plus abondants dans la nature. Pour $Z = 18$ et $Z = 22$, le nombre de noyaux stables à N pair est égal à trois. Le caractère particulier de la région adjacente à $Z = 20$ se manifeste aussi chez les noyaux à nombre de masse impair, puisqu'il n'existe aucun noyau stable pour $N = 19$ ou $N = 21$. L'isotope $^{40}_{19}$K ($Z = 19$, $N = 21$) existant dans la nature est radioactif, quoique sa période radioactive soit fort longue ($1{,}4 \cdot 10^9$ ans). Les pro-

priétés magiques se retrouvent pour les neutrons, i.e. pour $N = 20$ puisqu'on connaît cinq isotopes avec $N = 20$, deux avec $N = 18$ et deux avec $N = 22$.

L'argumentation donnée ci-dessus s'applique mal au cas $N = 50$, mais il existe d'autres exemples tout aussi convaincants. Pour $N = 82$ l'argumentation précédente est à nouveau valable. Il existe sept noyaux stables pour $N = 82$, trois pour $N = 80$ et deux pour $N = 84$. L'étain ($Z = 50$) possède le plus grand nombre d'isotopes stables (10), dont trois ont un A impair. Mais comme dans le cas de $N = 50$, ce fait ne constitue pas un argument valable vu que le cadmium ($Z = 48$) et le tellure ($Z = 52$) possèdent 8 isotopes chacun.

Le dernier noyau stable avec $Z = N$ est le noyau doublement magique $^{40}_{20}Ca$. Sa teneur dans le mélange naturel du calcium atteint 97 %. Le noyau pair-pair avec $Z = N$ qui précède le noyau $^{40}_{20}Ca$ est le noyau $^{36}_{18}Ar$ dont la teneur dans le mélange naturel de l'argon n'est que de 0,34 %, tandis que le noyau pair-pair suivant $^{44}_{22}Ti$ n'existe même pas dans le mélange d'isotopes du titane.

Parmi les différents isotopes d'un élément donné le plus abondant est généralement celui dont le nombre de masse A a une valeur moyenne, sauf dans les cas où existent des isotopes contenant des nombres magiques de neutrons $N = 50$ et $N = 82$. Les plus abondants sont les isotopes avec $N = 50$ et $N = 82$ quel que soit le nombre de masse A.

4. Selon une règle générale, dans le cas où l'isotope stable le plus lourd (ou le plus léger), ayant un Z pair, possède N neutrons, l'isotope stable le plus lourd (ou le plus léger) de l'élément, ayant un nombre de charge égal à $Z + 2$, possède $N + 2$ neutrons au minimum. On connaît cependant cinq exceptions à cette règle où les noyaux concernés possèdent le même nombre de neutrons. Ce sont les trois paires d'isotopes les plus lourds $^{48}_{20}Ca$ — $^{50}_{22}Ti$, $^{86}_{36}Kr$ — $^{88}_{38}Sr$, $^{136}_{54}Xe$ — $^{138}_{56}Ba$ et deux paires d'isotopes les plus légers parmi les isotopes comparés $^{90}_{40}Zr$ — $^{92}_{42}Mo$ et $^{142}_{60}Nd$ — $^{144}_{62}Sm$. Les deux noyaux de la première paire ont $N = 28$, deux autres paires ont $N = 50$ et les deux autres ont $N = 82$. L'existence de ces exceptions à la règle témoignent de ce que la liaison des 29-ième, 51-ième et 83-ième neutrons est plus faible que dans les cas usuels, ce qui implique une liaison plus forte pour les 28-ième, 50-ième et 82-ième neutrons. Or les deux derniers sont justement des nombres magiques et le nombre 28 est souvent classé parmi les nombres magiques pour les neutrons.

5. Signalons enfin quelques régularités des désintégrations α et β.

1) Les trois familles radioactives naturelles aboutissent toutes au plomb $_{82}Pb$, i.e. à un élément de nombre magique $Z = 82$. Les noyaux avec $Z < 82$ qu'on trouve dans la nature sont généralement stables.

2) L'énergie des particules α émises croît avec Z, en conformité avec la formule de Weizsäcker. Font exception les noyaux avec $Z = 84$, $N = 84$, $N = 128$ qui après les transitions α se transforment en noyaux magiques avec $Z = 82$, $N = 82$, $N = 126$ et qui émettent des particules α ayant une énergie plus grande que celle des particules α émises par les noyaux voisins. Les isotopes du polonium $^{210}_{84}Po$ et $^{212}_{84}Po$ émettent aussi des alphas à grande longueur de parcours.

3) On trouve des résultats analogues pour l'énergie maximale des électrons émis lors des désintégrations β. L'énergie des électrons est maximale dans les transitions β vers des noyaux magiques et elle est minimale lors de la désintégration β des noyaux magiques eux-mêmes.

6. On pourrait avancer d'autres arguments encore témoignant de l'existence des noyaux magiques, mais nous nous abstiendrons de les énumérer, car le modèle en couches s'efforce justement d'expliquer la périodicité des propriétés des noyaux atomiques et différents autres faits expérimentaux liés à l'existence des noyaux magiques. Le modèle en couches s'inspire de la théorie du système périodique des éléments chimiques. On sait que cette dernière se fonde sur l'hypothèse qu'il doit être question non seulement de l'état du cortège électronique tout entier, mais également de l'état de *chacun de ses électrons pris individuellement*. Chaque électron se déplace indépendamment dans le champ *self-consistant à symétrie centrale* comme s'il n'existait aucune interaction mutuelle entre les électrons. En réalité il existe bien une interaction mutuelle entre les électrons, qui est loin d'être faible, mais on arrive à en tenir compte à l'aide du champ self-consistant. Ce champ est créé par le champ coulombien du noyau et par le champ électrique moyen créé par tous les électrons autres que l'électron considéré. C'est ce qui assure l'indépendance apparente du mouvement des électrons qui assure la conservation de l'énergie et celle du moment cinétique de chaque électron individuel dans son mouvement orbital (cela en raison de la symétrie centrale du champ). A partir de là on arrive à caractériser l'état de chaque électron à l'aide de nombres quantiques et à construire sur cette base le système périodique des éléments chimiques. Quoique ce procédé de prise en compte des interactions mutuelles des électrons atomiques ne soit pas bien conséquent au point de vue de la logique, il conduit à des résultats corrects lorsqu'on l'utilise pour construire la théorie du système périodique des éléments chimiques. La raison de cet état de choses a été signalée au § 47.

A première vue la transposition de ce modèle à particules indépendantes dans le domaine nucléaire pourrait sembler irréalisable, et ce pour les raisons suivantes. Premièrement, parce que le noyau ne possède aucun centre de force susceptible de donner naissance à un champ self-consistant à symétrie centrale dans lequel se déplaceraient les nucléons. Deuxièmement, à la différence des électrons

atomiques répartis en couches largement espacées, dans le noyau où la densité est de l'ordre de $n \approx 10^{38}$ nucléons/cm^3 les forces d'interaction mutuelle s'exerçant entre les nucléons sont très grandes. En conséquence, la longueur de libre parcours moyen d'un nucléon dans le noyau, entre deux collisions successives, est égale ou inférieure aux dimensions du noyau, si on l'estime selon les conceptions classiques. Il semblerait donc que dans ces conditions il serait illusoire de parler d'un mouvement orbital indépendant et régulier des nucléons dans le noyau.

Or on doit tenir compte des considérations suivantes déjà signalées dans le paragraphe précédent. Dans un noyau non excité les nucléons occupent tous les états de basse énergie, compte tenu du principe de Pauli interdisant à deux nucléons identiques d'occuper le même état quantique (le spin des nucléons est égal à 1/2). A la suite du choc de deux nucléons, l'un d'eux doit perdre de l'énergie et passer à un état de plus faible énergie. Or ce processus est impossible puisque dans un noyau non excité tous les états de faible énergie sont occupés. Si aucun des nucléons ne perd de l'énergie, ils ne font qu'échanger leurs places, ce qui ne modifie en rien l'état du noyau et tout se passe comme si aucune collision n'eut lieu. Dans le cas d'un noyau non excité tout se passe comme si la longueur du libre parcours moyen du nucléon dans le noyau était devenue plus grande, dépassant de plusieurs fois les dimensions du noyau. Dans ce cas, à l'approximation d'ordre zéro, on peut parler du mouvement indépendant des nucléons dans le noyau (cette conclusion s'applique également aux quasi-particules). D'autre part l'interaction mutuelle forte des nucléons et la faible portée des forces nucléaires ouvrent la perspective d'introduire un champ de nucléons à symétrie centrale dans lequel le mouvement des nucléons serait, à l'approximation d'ordre zéro, indépendant.

7. Ces considérations n'étant pas assez solidement étayées, on ne saurait avoir pleine confiance en une théorie bâtie sur cette base. Il s'agit en l'occurrence du modèle en couches du noyau atomique. Néanmoins ce modèle fut créé. Les forces réelles qui s'exercent entre les nucléons ont été simulées par un champ self-consistant, dans lequel les nucléons se déplacent indépendamment les uns des autres. Le modèle en couches est moins bien justifié et moins riche en résultats que la théorie du système périodique des éléments chimiques. L'une des raisons de cet état de choses a été signalée dans ce qui précède. Une autre raison tient à ce qu'à la différence de l'atome où s'exercent les forces électriques bien connues, les forces s'exerçant entre les nucléons dans un noyau sont encore mal connues. De ce fait on doit ajuster le champ self-consistant sur une base empirique afin que les résultats obtenus correspondent au mieux aux données expérimentales. C'est l'accord approximatif entre théorie et expérience qui doit être considéré comme la justification du modèle.

Compte tenu des interactions électriques entre les nucléons, les champs self-consistants doivent être ajustés différemment aux protons et aux neutrons. Or on sait que les mêmes forces nucléaires s'exercent entre les protons et entre les neutrons. Les protons se distinguent donc des neutrons par l'existence de forces de répulsion coulombienne. Or, aux portées faibles, l'intensité de ces dernières est des centaines de fois plus faible que celle des forces nucléaires. Etant des forces à grande distance, les forces électriques ne deviennent notables que dans les noyaux les plus lourds. Ainsi, en première approximation, on peut ne tenir compte que des forces nucléaires et négliger les interactions coulombiennes. Dans cette approximation les champs self-consistants pour les protons et pour les neutrons sont identiques. Cela se reflète dans le fait expérimental que les nombres magiques sont les mêmes pour les protons et les neutrons. Dans ce qui suit, il ne sera donc question que du champ self-consistant des nucléons s'appliquant également aux protons et aux neutrons.

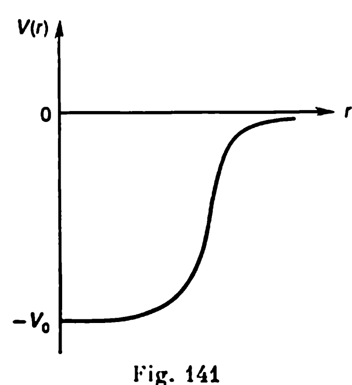


Fig. 141

8. En remplaçant les forces réelles par un champ self-consistant, le même pour tous les nucléons du noyau, on a réussi à contourner le problème à plusieurs corps en le ramenant au problème *à un seul corps* se déplaçant dans ce champ self-consistant. Le potentiel nucléonique correspondant à ce champ doit être ajusté de façon empirique. Pour les noyaux sphériques le potentiel nucléonique self-consistant $V(r)$ doit présenter une symétrie sphérique et comme la portée des forces nucléaires est petite, $V(r)$ doit varier en fonction de la distance r au centre du noyau approximativement comme la densité de la substance nucléaire (cf. § 65). Dans le cas des noyaux moyens et lourds, on admet que $V(r)$ est approximativement constant à l'intérieur du noyau et à proximité de ses frontières il tend brusquement (quoique de façon monotone) pratiquement vers zéro. Pour les noyaux légers le potentiel self-consistant rappelle par sa forme le potentiel d'un oscillateur tridimensionnel, ce qui signifie qu'à l'intérieur du noyau $V(r)$ peut être représenté par la formule approchée $V(r) = {}^1/_2 kr^2$, où k est une constante. Hors du noyau on a évidemment $V(r) = 0$. L'allure approchée du potentiel nucléonique self-consistant empirique est représentée sur la figure 141.

Une fois que le potentiel nucléonique self-consistant a été trouvé, le problème consiste à résoudre l'équation de Schrödinger à une particule. Pour justifier l'hypothèse que $V(r)$ peut être représenté par le potentiel de l'oscillateur harmonique tridimensionnel, i.e. à l'intérieur du noyau $V = {}^1/_2 kr^2$ et hors du noyau $V = 0$, nous al-

lons nous employer d'abord à retrouver sur cette base les nombres magiques. En écrivant V sous la forme $V = {}^1/_2 k\,(x^2 + y^2 + z^2)$ on voit que dans l'équation de Schrödinger les variables x, y et z sont séparables, ce qui nous conduit à résoudre trois équations de Schrödinger relatives chacune à un oscillateur harmonique unidimensionnel et ne se distinguant les unes des autres que par les notations des variables indépendantes. A l'état stationnaire l'énergie de l'oscillateur harmonique unidimensionnel est donnée par $\mathcal{E}_x = (n_x + 1/2)\,\hbar\omega$ et par des expressions analogues en y et z. L'énergie totale d'un oscillateur tridimensionnel se présente alors que la forme $\mathcal{E} = \mathcal{E}_x + \mathcal{E}_y + \mathcal{E}_z = (n + 3/2)\,\hbar\omega$, avec $n = n_x + n_y + n_z$, les trois nombres quantiques n_x, n_y et n_z ne pouvant prendre que des valeurs entières et positives, ainsi que la valeur zéro ($n = 0$). Le résultat le plus important pour le problème que nous cherchons à résoudre est que les niveaux d'énergie de l'oscillateur harmonique tridimensionnel sont dégénérés. La multiplicité de la dégénérescence (sans tenir compte du spin) est égale à ${}^1/_2\,(n + 1)\,(n + 2)$, ce qui pour $n = 1$ donne une triple dégénérescence des niveaux. A une même valeur de n correspondent des états différents se distinguant les uns des autres par les valeurs des nombres quantiques n_x, n_y, n_z (ainsi que par le spin qui peut être égal à $+1/2$ ou à $-1/2$). Les états possibles (sans tenir compte du spin) sont indiqués dans le tableau 13 pour $n = 0, 1, 2$. On peut prolonger le tableau pour d'autres valeurs de n.

Tableau 13

n	n_x	n_y	n_z	Nombre d'états dans la couche
0	0	0	0	1
1	1 0 0	0 1 0	0 0 1	3
2	2 0 0 1 0 1	0 2 0 1 1 0	0 0 2 0 1 1	6

Il est tout naturel d'admettre qu'à chaque valeur de n correspond une couche déterminée du noyau. Compte tenu du spin, le nombre d'états doit être doublé. En conséquence, dans l'approximation de

l'oscillateur harmonique tridimensionnel les nombres des nucléons contenus dans les couches successives devraient être égaux à 2, 6, 12, 20, 30, 42. Pour trouver les nombres magiques correspondants on doit ajouter chacun de ces nombres à la somme des nombres qui le précèdent. Donc, dans cette approximation, les nombres magiques devraient être égaux à 2, 8, 20, 40, 70, 112. Les trois premiers nombres coïncident avec les valeurs expérimentales, mais les nombres suivants s'écartent des nombres magiques expérimentaux 50, 82, 126.

9. On peut attribuer l'écart ci-dessus à un choix malheureux de la forme du potentiel nucléonique self-consistant et à ce qu'il n'a pas été tenu compte du couplage ls. Mais avec une autre forme de ce potentiel on ne pourra plus réaliser la séparation des variables dans l'équation de Schrödinger tant qu'on utilisera les coordonnées cartésiennes. Avec le système de coordonnées sphériques la séparation des variables restera possible pour n'importe quelle forme du potentiel nucléonique self-consistant à condition que celui-ci possède une symétrie sphérique. On peut caractériser alors les états stationnaires possibles du nucléon exactement comme dans le cas des atomes à électron célibataire, i.e. à l'aide de quatre nombres quantiques: le nombre quantique principal n, le nombre quantique orbital l, le nombre quantique j du moment total, égal à la somme du moment orbital et du moment de spin, et enfin le nombre quantique m_j qui caractérise la projection du moment total sur une direction choisie. La possibilité de décrire l'état du nucléon dans le noyau à l'aide de ces nombres quantiques résulte de la symétrie sphérique du potentiel nucléonique self-consistant qui assure la conservation des moments cinétiques orbital et total.

Le nombre quantique principal n peut prendre les valeurs entières 1, 2, 3, . . . Ce nombre est d'une unité supérieur au nombre de nœuds de la fonction d'onde radiale du noyau. Lorsque $n = 1$ la fonction d'onde radiale ne possède aucun nœud; cela signifie que dans le cas des noyaux le nombre quantique principal a une signification différente de celle que possède ce nombre en physique atomique. (Dans le cas de l'atome le nombre quantique dont dépend le nombre de nœuds de la fonction d'onde radiale porte le nom de nombre quantique radial et on le désigne par n_r; le nombre quantique principal est défini par l'expression $n = n_r + l + 1$.) De même qu'en spectroscopie atomique les états caractérisés par $l = 0, 1, 2, 3, \ldots$ sont notés $s, p, d, f, \ldots$ Pour une valeur donnée de $l \neq 0$ le nombre j peut prendre deux valeurs $l + 1/2$ et $l - 1/2$ suivant que l'orientation du spin du nucléon est parallèle ou antiparallèle au moment orbital. Pour $l = 0$ la seule valeur possible est $j = 1/2$. Pour une valeur donnée de j le nombre quantique m_j peut prendre toutes les valeurs $-j, -(j-1), \ldots, +(j-1), +j$, soit au total $2j + 1$ valeurs.

Pour désigner les états stationnaires du nucléon on utilise des symboles analogues à ceux utilisés en physique atomique. En première position on trouve le nombre quantique principal n qui figure en facteur, puis l'une des lettres s, p, d, . . . (caractérisant la valeur de l) affectée en indice du nombre j. Par exemple, le symbole $2d_{5/2}$ désigne un état caractérisé par $n = 2$, $l = 2$, $j = 5/2$. On notera qu'en raison de la symétrie sphérique du potentiel nucléonique self-consistant l'énergie du nucléon ne dépend pas du nombre quantique m_j.

10. Selon le principe de Pauli, à l'état non perturbé, dans les noyaux contenant Z protons et N neutrons, les Z états protoniques et les N états neutroniques situés tout en bas de l'échelle de l'énergie doivent être occupés. Comme l'énergie ne dépend pas de m_j, chaque niveau d'énergie est caractérisé par les nombres quantiques n, l et j. Les niveaux d'énergie d'un nucléon doivent être groupés en *couches* afin de satisfaire aux résultats expérimentaux. On appelle couche l'ensemble des niveaux d'énergies peu différentes, chaque couche étant séparée de la couche voisine par un intervalle énergétique notablement plus large que les intervalles entre les niveaux d'énergie de l'une des couches. Les noyaux dont les couches protoniques et neutroniques sont complètes sont des noyaux *magiques*. En effet, c'est dans le cas des noyaux à couches nucléoniques complètes qu'on doit observer un brusque accroissement de l'énergie de séparation d'un nucléon d'avec le noyau. Or c'est justement la propriété qui caractérise les noyaux magiques. Le fait que les nombres magiques des noyaux ne coïncident pas avec les numéros atomiques des gaz rares, dont les couches électroniques sont complètes, tient à ce que le champ self-consistant du noyau n'est pas identique au champ correspondant du cortège électronique des atomes.

Le potentiel nucléonique self-consistant doit être ajusté de façon que la structure en couches qui en résulte corresponde aux données expérimentales. La seule dépendance du champ self-consistant avec le rayon r ne suffit pas et il faut encore tenir compte du couplage spin-orbite. C'est en 1949 que M. Göppert-Mayer (1906-1972) et Jensen (1907-1973) étudièrent ce problème indépendamment l'un de l'autre. Le spin du nucléon peut être parallèle ou antiparallèle au moment orbital. Dans le premier cas les niveaux énergétiques s'abaissent dans l'échelle des énergies, et dans le second cas ils se relèvent. Ce déplacement des niveaux doit être ajusté pour obtenir une séquence correcte des nombres magiques expérimentaux et c'est ce que firent les chercheurs cités. Mathématiquement, pour tenir compte de l'interaction spin-orbite, on doit trouver un hamiltonien $\hat{H}$ convenable pour le faire figurer dans l'équation de Schrödinger $\hat{H}\psi = \mathcal{E}\psi$. L'hamiltonien qui convient est de la forme

$$\hat{H} = V(r) + U(r)\,\boldsymbol{sl}, \tag{78.1}$$

où s est le vecteur spin du nucléon, l son moment orbital. Comme indiqué plus haut, les vecteurs s et l peuvent être parallèles ou antiparallèles. La figure 140 représente l'allure générale du potentiel $V(r)$. Il se présente sous la forme d'un puits à fond pratiquement plat ; à proximité des frontières du puits il croît brusquement pour s'annuler ensuite. $U(r)$ est un potentiel à symétrie centrale qui est plus faible que $V(r)$. Par analogie avec l'atome on pose généralement

$$U(r) = b \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r}, \qquad (78.2)$$

où la constante b porte le nom de *constante de l'interaction spin-orbite.* C'est en se fondant sur la forme (78.1) du potentiel nucléonique self-consistant que fut élaboré le modèle en couches du noyau atomique.

Tableau 14

Couches	Etats	Nombre de nucléons dans la couche	Nombre de nucléons dans le noyau
I	$1s_{1/2}$	2	2
II	$1p_{3/2}1p_{1/2}$	$4+2=6$	8
III	$1d_{5/2}1d_{3/2}2s_{1/2}$	$6+4+2=12$	20
IV	$1f_{7/2}1f_{5/2}2p_{3/2}2p_{1/2}1g_{9/2}$	$8+6+4+2+10=30$	50
V	$1g_{7/2}2d_{5/2}1h_{11/2}2d_{3/2}3s_{1/2}$	$8+6+12+4+2=32$	82
VI	$2f_{7/2}1d_{9/2}1i_{13/2}3p_{3/2}2f_{5/2}3p_{1/2}$	$8+10+14+4+6+2=44$	126

11. On indique dans le tableau 14 la disposition des niveaux d'énergie du nucléon résultant de la solution de l'équation de Schrödinger contenant un hamiltonien de la forme (78.1) convenablement ajusté. Dans chaque ligne on indique les états des nucléons appartenant à une couche déterminée. Les énergies négatives des états croissent en allant de la gauche vers la droite. La numérotation des couches débute par la couche *I* et croît selon l'ordre naturel des nombres. Dans l'avant-dernière colonne on a indiqué les nombres de nucléons se trouvant dans chacun des états (caractérisés par le nombre j) et appartenant à chacune des couches; dans la dernière colonne on a indiqué le nombre total de nucléons (protons et neutrons pris séparément) contenus dans le noyau dans lequel s'achève le remplissage de la couche. La figure 142 illustre la disposition des niveaux d'énergie et leur groupement en couches; le zéro de l'énergie est placé au fond du puits de potentiel. Le tableau 14 et la figure 142 s'appliquent aussi bien aux protons qu'aux neutrons. On voudrait attirer l'attention sur l'éclatement du niveau correspondant à un l donné en deux sous-niveaux caractérisés par $j = l + 1/2$ et

$j = l - 1/2$. Cet éclatement résulte de l'interaction spin-orbite et s'intensifie à mesure que le nombre l augmente. Déjà pour $l = 3$ l'éclatement de l'état $1f$ en sous-niveaux $1f_{7/2}$ et $1f_{5/2}$ est tellement important qu'un noyau contenant 28 nucléons présente une stabilité accrue. C'est pour cela que pour expliquer certaines propriétés des noyaux on classe le nombre 28 parmi les nombres magiques, quoique ce nombre ne marque pas la fin du remplissage de la couche de protons ou de neutrons. Par suite d'une certaine indétermination dans le choix des potentiels empiriques $V(r)$ et $U(r)$ figurant dans l'hamiltonien (78.1), la distribution des états quantiques parmi les différents niveaux énergétiques, calculée par différents auteurs, est quelque peu différente. Nous avons représenté l'une des distributions possibles.

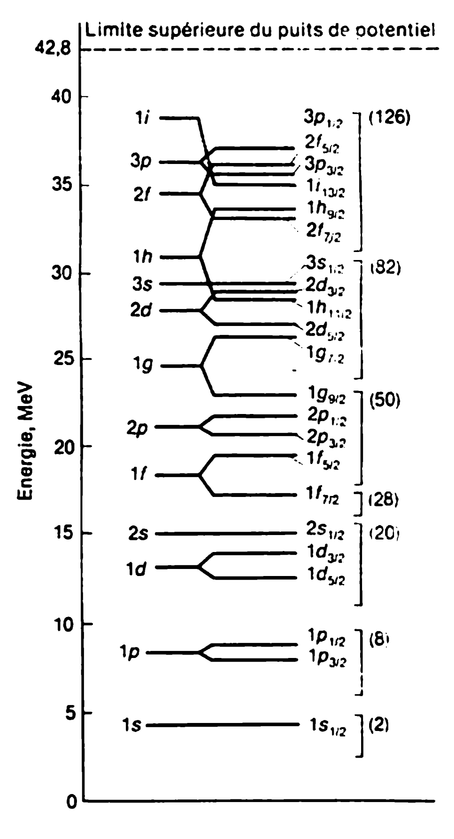


Fig. 142

L'aptitude du modèle en couches du noyau à expliquer les nombres magiques fut l'argument majeur qui consacra ce modèle. Mais ce dernier permet d'expliquer d'autres faits expérimentaux tels que la prévision des spins et des parités des noyaux ainsi que le calcul de leurs moments magnétiques. Nous n'aborderons pas ces questions. Mais il existe de nombreux résultats expérimentaux que le modèle en couches n'arrive pas à expliquer. Cela ne doit pas étonner vu le caractère empirique du modèle et la justification insuffisante de ses propositions de départ.

Le tableau 14 s'arrête à la sixième couche contenant des neutrons. On ne sait pas s'il existe des couches d'ordres supérieurs puisque ces couches concerneraient des noyaux transuraniens non encore obtenus et dont l'obtention est problématique. D'autre part il faut remarquer que toute augmentation du nombre de masse entraîne celle du nombre de niveaux d'énergie requis pour constituer une

couche et simultanément diminue l'espacement des couches. Par conséquent, pour des nombres de masse suffisamment grands et si les noyaux transuraniens correspondants seront obtenus, il se peut que la notion même de la structure en couches du noyau atomique perde son sens initial. Pour une couche d'ordre inférieur les valeurs des nombres magiques calculées sur la base de différents potentiels self-consistants ne dépendent presque pas de la forme de ces derniers. Pour les couches d'ordres supérieurs le calcul des nombres magiques n'est pas parfaitement univoque puisque à mesure que le numéro de la couche augmente, l'ordre de son remplissage dépend de plus en plus de la forme précise du potentiel self-consistant choisi pour les protons et les neutrons. Néanmoins des tentatives sont faites pour calculer les valeurs des nombres magiques pour la sixième couche de protons et la septième couche de neutrons. La valeur la plus probable du nombre magique de la sixième couche de protons est $Z = 114$ et celle de la septième couche de neutrons est $N = 284$. Le nombre magique $Z = 114$ ne coïncide pas avec le nombre magique $N = 126$ pour la sixième couche de neutrons. Dans le cas des protons la cause peut en être l'existence du potentiel coulombien. On s'attend à ce que la durée de vie de l'élément transuranien avec $Z = 114$, au cas où il serait obtenu, serait de plusieurs ordres de grandeur supérieure à celle des éléments transuraniens voisins. Il est possible que cet élément se comportera comme un élément stable et pourra trouver des applications pratiques, mais la question reste entière.

12. Nous terminerons ce chapitre par une description succincte du modèle dit généralisé du noyau atomique, initialement suggéré par Rainwater (né en 1917) et qui fut surtout développé par Aage Bohr (né en 1922) et par Mottelson (né en 1926). Ce modèle se fonde sur l'idée que le noyau se compose d'une partie centrale stable — le cœur, qui est constitué par des couches complètes de nucléons et des nucléons extérieurs qui se meuvent dans le champ créé par le cœur. Le mouvement du cœur est décrit par le modèle collectif, mais sous l'influence du mouvement des nucléons extérieurs le cœur peut osciller et changer de forme, ce qui fait varier le champ engendré par le cœur. Selon le modèle en couches à une particule, le moment quadrupolaire électrique du noyau est complètement défini par l'état de mouvement du nucléon extérieur. Il s'ensuit que dans ce modèle il ne peut être supérieur en module à 10^{-23} cm^2 environ pour tous les noyaux à nombre impair de protons et doit s'annuler pour tous les noyaux à nombre impair de neutrons. En réalité on connaît des noyaux à nombre impair de neutrons dont le moment quadrupolaire électrique est des dizaines de fois supérieur à celui d'un proton du modèle à une particule. Par exemple, les moments quadrupolaires des noyaux ^{235}U et ^{233}U possédant l'un 143 et l'autre 141 neutrons, sont respectivement égaux à $9 \cdot 10^{-21}$ cm^2 et $14 \cdot 10^{-21}$ cm^2. Nombreux

sont les noyaux à nombre impair de protons qui possèdent de grands moments quadrupolaires électriques. Le modèle généralisé a été en mesure d'expliquer les importants moments quadrupolaires de certains noyaux par la forte déformation du cœur, déterminée par les nucléons extérieurs. Le cœur perd alors sa forme sphérique et prend la forme d'un ellipsoïde allongé, aplati ou triaxial. Le modèle généralisé a permis de classer les niveaux d'énergie du noyau en niveaux à une particule (niveaux liés à l'excitation des nucléons extérieurs) et en niveaux collectifs (vibrationnels et rotationnels liés à l'excitation du cœur) et de déterminer les énergies des différents niveaux, le spin et la parité.

CHAPITRE XI

PASSAGE DES PARTICULES CHARGÉES ET DES QUANTA γ À TRAVERS LA MATIÈRE

§ 79. Introduction

Le présent chapitre est consacré au passage à travers la matière des particules chargées émises par le noyau et des quanta γ de hautes énergies, i.e. des énergies de plusieurs ordres de grandeur supérieures au potentiel d'ionisation moyen d'un électron atomique. L'intervalle d'énergie qui présente le plus d'intérêt pour la physique nucléaire est compris entre plusieurs keV et $\sim$ 10 MeV.

Malgré l'extrême complexité des processus liés au passage des particules dans la matière, ces processus se prêtent à des calculs relativement précis ou tout au moins à des estimations numériques. Cela tient en premier lieu à ce que leur passage donne surtout lieu à des interactions électromagnétiques qui sont bien connues. Dans la majorité des cas le rôle des interactions nucléaires est relativement peu important en raison de la faible portée des forces nucléaires et aussi parce que le nombre d'électrons contenus dans la matière est beaucoup plus grand que le nombre de noyaux atomiques. On peut donc considérer que les calculs en question sont plutôt du ressort de la physique atomique que de la physique nucléaire. Ces calculs n'importent pour cette dernière que parce que c'est en physique nucléaire qu'on a affaire aux grandes énergies des particules chargées et des quanta γ. D'autre part l'importance de l'énergie des particules chargées et des quanta γ passant à travers la matière permet souvent de négliger l'énergie de liaison des électrons atomiques et de considérer qu'il s'agit d'électrons libres. Même lorsque le calcul exact du passage des particules à travers la matière est pratiquement irréalisable en raison de son caractère ardu et qu'on est obligé de déterminer les grandeurs cherchées par voie expérimentale, une visualisation qualitative des phénomènes permet de préciser les constantes qu'on doit déterminer empiriquement.

D'après le mécanisme du passage à travers la matière on peut diviser toutes les particules en : 1) *particules chargées légères* (électrons et positons), 2) *particules chargées lourdes* (toutes les particules chargées autres que les électrons et les positons), 3) *quanta* γ.

L'interaction des neutrons avec les noyaux atomiques n'est possible que par l'intermédiaire des forces nucléaires et c'est pour cela

que leur passage à travers la matière sera examiné dans le chapitre XIV. Les neutrinos n'éprouvant que des interactions faibles peuvent parcourir des distances énormes dans la matière.

La connaissance des lois du passage des particules chargées et des quanta γ à travers la matière est nécessaire pour comprendre les principes de fonctionnement des instruments utilisés en physique nucléaire pour la détection et l'étude des propriétés de ces particules, ainsi que pour pouvoir effectuer les calculs de l'épaisseur des parois en béton nécessaires pour assurer la protection du personnel des laboratoires de recherches, des centrales atomiques, etc.

§ 80. Passage des particules chargées lourdes à travers la matière

1. Une particule chargée lourde de masse M et de grande énergie interagit par l'intermédiaire de son champ électrique avec les champs électriques engendrés par les électrons et les noyaux atomiques. La particule *ionise* ou *excite les atomes* du milieu dans lequel elle se meut. Elle peut aussi entrer en interaction nucléaire avec le *noyau atomique*. Ces processus déterminent des pertes d'énergie des particules dont le mouvement se ralentit. Dans le cas de particules chargées positivement, le ralentissement qu'elles éprouvent s'accompagne d'une capture des électrons appartenant aux atomes du milieu ambiant, ce qui conduit à leur transformation en *ions* ou en *atomes neutres* qui parviennent finalement à l'équilibre thermique avec le milieu ambiant. Le destin des particules rapides chargées négativement est le même. Le mouvement régulier des particules à travers le milieu prend alors fin. On n'envisagera pas ici les processus qui marquent la fin de la trajectoire des particules, ni les transformations nucléaires qu'elles peuvent éprouver lors des chocs avec les noyaux atomiques du milieu. Notons simplement que pour les hadrons de grande énergie ce sont les interactions nucléaires qui prédominent.

Dans ce paragraphe on supposera que le ralentissement des particules résulte surtout de l'*ionisation* et de l'*excitation des couches électroniques des atomes*. Ces processus constituent ce que l'on appelle les *pertes d'ionisation* et on n'envisagera ici que ces processus. En raison de la grande portée des forces coulombiennes la particule entre en interaction simultanément avec plusieurs électrons des couches électroniques des atomes et ressent en retour les actions exercées par ces différents électrons. Comme ces interactions sont aléatoires et désordonnées, la trajectoire de la particule dans le milieu est pratiquement rectiligne. Le caractère rectiligne du mouvement tient pour une part à ce que les particules lourdes possèdent une masse importante par rapport à celle des électrons et ne subissent donc à chaque collision qu'une très faible déviation.

Ce sont les pertes d'énergie — $d\mathcal{E}/dx$ par unité de longueur de trajet de la particule ainsi que son parcours total R dans le milieu qui présentent le plus d'intérêt. Dans ce qui suit on se propose de faire le calcul approché de ces grandeurs. Ce problème sera traité en supposant valables les lois de la mécanique classique, après quoi on tiendra compte des effets quantiques sur une base qualitative (le calcul quantique conséquent sortirait du cadre de cet ouvrage).

2. Evaluons d'abord les pertes d'énergie dues à un électron isolé afin de faire ensuite la somme des pertes d'énergie occasionnées par tous les électrons du milieu. Le calcul sera donc effectué dans l'approximation des *collisions paires* en supposant donc que l'interaction de chaque électron avec la particule considérée évolue comme s'il n'y avait aucun autre électron. Comme l'énergie de la particule incidente est supposée grande, on peut poser que l'électron avec lequel elle interagit est *libre.* On peut supposer même que cet électron est au repos. Cette hypothèse est justifiée par ce que l'électron appartient à un atome ou à une molécule et se déplace avec ceux-ci avec la vitesse d'agitation thermique. Quant à la particule incidente, elle possède une vitesse proche de la vitesse de la lumière ou n'en diffère que d'un ordre de grandeur. A la suite de l'ionisation l'électron se détache de l'atome ou de la molécule et acquiert une vitesse de plus en plus grande, de sorte que l'hypothèse selon laquelle il est au repos n'est pas toujours satisfaite. Or le processus d'ionisation se réalise à faible distance de la particule en mouvement, de sorte que l'accélération de l'électron libéré est de courte durée et on peut poser que son influence n'est pas essentielle. On a déjà indiqué que dans les calculs on pose que la particule incidente est animée d'un mouvement rectiligne avec une vitesse constante v. Nous désignerons son nombre de charge par la lettre minuscule z en réservant Z majuscule pour désigner le nombre de charge des noyaux atomiques du milieu dans lequel se propage la particule.

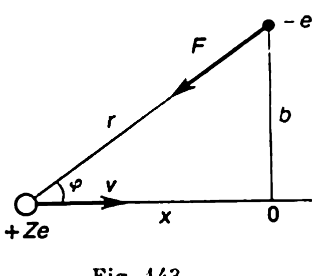


Fig. 143

Une particule de charge ze (fig. 143) attire l'électron avec une force $F = ze^2/r^2$ et communique à celui-ci, au cours du temps dt, une impulsion égale à $F\,dt$. La composante longitudinale de cette impulsion ne joue aucun rôle, car lorsque la particule passe par l'origine O cette composante change de signe et son accroissement est compensé par sa diminution. Seule compte la composante transversale de l'impulsion de l'électron, que nous noterons p. On a alors $dp = -F \sin \varphi \, dt$ ou

$$dp = -\frac{F \sin \varphi}{v}\, dx,$$

dx étant l'espace parcouru par la particule dans le temps dt. Or $x = b \operatorname{cotg} \varphi$, $r = b/\sin \varphi$ et b est supposé constant dans l'approximation utilisée. En prenant l'angle φ pour variable indépendante, on obtient

$$dp = \frac{ze^2 \sin \varphi}{bv} \, d\varphi.$$

Pour trouver l'impulsion transversale totale qu'éprouve l'électron, il suffit d'intégrer sur φ entre 0 et π. On obtient alors

$$p = \frac{2ze^2}{bv}. \tag{80.1}$$

L'énergie acquise par l'électron $p^2/(2m)$ est égale à la perte d'énergie que subit la particule incidente (m — masse de l'électron).

3. Supposons maintenant que la particule traverse une couche plan-parallèle infinie d'épaisseur dx, dont l'unité de volume contient n électrons. La partie de cette couche délimitée par des surfaces cylindriques de rayons b et $b + db$ contient $dN = 2\pi nb \, db \, dx$ électrons. Puisque selon notre hypothèse les électrons agissent indépendamment les uns des autres, l'interaction de la particule avec dN électrons entraînera une perte d'énergie égale à $-dNp^2/(2m)$. La perte d'énergie totale que subit la particule sur l'unité de trajet est donc égale à

$$-\frac{d\mathscr{E}}{dx} = \frac{4\pi nz^2e^4}{mv^2} \int \frac{db}{b}, \tag{80.2}$$

où l'intégrale est étendue à tout le domaine contenant des électrons qui exercent une influence notable sur le freinage de la particule. En toute rigueur cette assertion n'est pas très correcte puisqu'elle implique que dans ce domaine l'interaction de la particule avec les électrons est conforme au schéma adopté pour faire ces calculs. Or on peut affirmer que ce schéma est sûrement incorrect lorsque le paramètre b est trop grand ou trop petit et qu'il n'est qu'approximativement valable pour les valeurs intermédiaires de b. Néanmoins, sans prétendre à la rigueur mathématique absolue, on utilise ce schéma pour les valeurs intermédiaires de b puisqu'il est physiquement justifié alors. Il est cependant interdit d'intégrer entre les limites $b = 0$ et $b = +\infty$ puisque cela conduit à une intégrale divergente, ce qui correspond à un arrêt instantané de la particule, résultat physiquement inacceptable. Il s'ensuit que l'intégration dans (80.2) doit être effectuée entre une valeur minimale $b = b_{min}$ et une valeur maximale $b = b_{max}$. C'est la fixation de ces bornes qui est la partie la plus ardue du problème puisqu'elle manque de rigueur mathématique et de transparence physique. Heureusement, dans la plupart des cas, on peut se contenter d'estimations grossières mais physiquement justifiées. Nous donnons ci-après une estimation simple.

4. Voyons d'abord pourquoi on doit imposer une limite à la borne supérieure de l'intégrale (80.2). Cette limitation est imposée par les *propriétés quantiques des atomes du milieu.* Pour exciter les atomes, l'action extérieure doit être suffisamment intense pour assurer leur transition vers un niveau de plus grande énergie, car autrement on n'arrivera pas à les exciter. Un atome non excité n'exercera aucune action sur le ralentissement de la particule incidente et n'apportera aucune contribution à l'intégrale (80.2). Une estimation élémentaire suivante permet d'éclairer la question. La particule incidente agit effectivement sur l'électron durant le temps $\tau \sim b/v$. La force coulombienne s'exerçant sur l'électron est $F \sim ze^2/b^2$, et l'impulsion acquise par l'électron est proportionnelle à $F\tau \sim ze^2/bv$, ce qui signifie que l'impulsion diminue lorsque b augmente. Si b est supérieur à une certaine valeur b_{max}, l'électron correspondant ne doit pas être pris en compte. Mais si l'on obverve l'électron pendant le temps τ, son énergie n'est pas rigoureusement déterminée et cette indétermination $\Delta\mathcal{E}$ est limitée par la relation $\tau \cdot \Delta\mathcal{E} \approx \hbar$. De façon approchée, l'atome ne sera excité que si $\Delta\mathcal{E}$ est égal ou supérieur à $\bar{I}$, où $\bar{I}$ est le potentiel d'ionisation moyen de l'atome. En posant $\Delta\mathcal{E} = \bar{I}$, on obtient une estimation $\tau \approx \hbar/\bar{I}$ pour la durée d'interaction effective de l'électron avec la particule considérée. Pendant cet intervalle de temps la particule parcourt un chemin égal à $\sim b = v\hbar/\bar{I}$. On peut adopter cette quantité en qualité d'estimation grossière de la limite supérieure de b:

$$b_{max} = \hbar v/\bar{I} \text{ (non relativiste).} \tag{80.3}$$

Pour trouver l'énergie d'ionisation moyenne des atomes, on utilise la formule empirique

$$\bar{I} = 13{,}5 \; Z \text{ eV}. \tag{80.4}$$

La formule (80.3) a été établie dans l'approximation non relativiste, ce qui est indiqué entre parenthèses. Si la particule est animée d'une vitesse relativiste, on doit apporter une correction à cette formule. Cela tient à ce que pour l'établir on a utilisé la loi de Coulomb pour le champ électrique d'une charge ponctuelle. Aux vitesses relativistes le champ électrique de la charge mobile change. Les lignes de force électriques d'une charge ponctuelle en mouvement restent rectilignes, mais la figure de leur distribution se trouve comprimée dans le sens du mouvement, comme le montre la figure 144. En outre le champ longitudinal orienté suivant la trajectoire de la particule diminue de $1/(1-\beta^2)$ fois, tandis que le champ équatorial transversal augmente de $1/\sqrt{1-\beta^2}$ fois. Le premier effet entraîne une réduction de $1/(1-\beta^2)$ fois de la durée effective d'interaction de la particule avec l'électron et le second effet donne lieu à une augmentation

de $1/\sqrt{1-\beta^2}$ fois de l'intensité transversale du champ électrique. De ce fait la quantité $F\tau$ se trouve multipliée par le facteur $(1-\beta^2)/\sqrt{1-\beta^2} = \sqrt{1-\beta^2}$ et on obtient à la place de (80.1) l'expression

$$p = \frac{2ze^2}{bc}\sqrt{1-\beta^2}, \tag{80.5}$$

où l'on a remplacé la vitesse v de la particule par c en raison de son mouvement relativiste. En ce qui concerne l'électron, on suppose toujours qu'après collision avec la particule son mouvement est

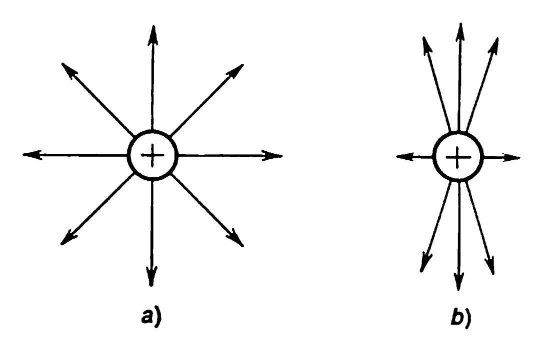


Fig. 144

non relativiste. En conséquence, l'énergie cinétique qu'il acquiert est donnée, comme ci-dessus, par l'expression $p^2/(2m)$. Ainsi, pour passer au cas relativiste, il suffit de remplacer formellement, dans la formule (80.1), la quantité b par la quantité $b\sqrt{1-\beta^2}$. Dans ces conditions la borne supérieure $b_{\max}$ se trouve multipliée par $1/\sqrt{1-\beta^2}$, i.e.

$$b_{\max} = \frac{\hbar}{I}\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad \text{(relativ.)} \tag{80.6}$$

5. Evaluons maintenant la borne inférieure de l'intégrale figurant dans (80.2). Dans le cas classique la vitesse acquise par l'électron à la suite d'un choc frontal avec une particule lourde ne peut être supérieure à $2v$ et l'énergie transmise à l'électron ne peut dépasser $^1/_2 m\,(2v)^2 = 2mv^2$. Dans ces conditions la formule (80.1) ne peut être valable que si

$$\frac{1}{2m}\left(\frac{2ze^2}{bv}\right)^2 < 2mv^2,$$

i.e. si

$$b > \frac{ze^2}{mv^2}.$$

Dans l'approche classique on utilisera comme borne inférieure de l'intégrale l'expression

$$b_{\min}^{\text{cl}} = \frac{ze^2}{mv^2} \quad \text{(non relativ.)}. \tag{80.7}$$

L'approche quantique conduit à un résultat différent. Selon la relation d'incertitude, l'impulsion $p = mv/\sqrt{1-\beta^2}$ de la particule et sa distance b jusqu'à l'électron doivent satisfaire à la condition $bp \gg \hbar$. Dans l'approche quantique il est donc tout indiqué d'adopter pour borne inférieure de l'intégrale l'expression suivante :

$$b_{\min}^{\text{qu}} = \frac{\hbar\sqrt{1-\beta^2}}{mv} \quad \text{(relativ.)}. \tag{80.8}$$

Parmi les deux expressions (80.7) et (80.8) il convient de prendre la plus grande. La comparaison de ces expressions effectuée dans l'approximation non relativiste conduit au résultat suivant :

$$\frac{b_{\min}^{\text{qu}}}{b_{\min}^{\text{cl}}} = \frac{\hbar v}{ze^2} = \frac{\hbar c}{e^2}\frac{\beta}{z} = 137\,\frac{\beta}{z}. \tag{80.9}$$

Dans le cas relativiste ce rapport est encore plus grand et cela signifie que les limitations imposées par la mécanique quantique commencent à se manifester plus tôt. On choisira donc l'expression (80.8). En combinant les formules (80.2), (80.6) et (80.8) on obtient la formule de Bohr

$$-\frac{d\mathscr{E}}{dx} = \frac{4\pi nz^2e^4}{mv^2}\ln\frac{b_{\max}}{b_{\min}} = \frac{4\pi nz^2e^4}{mv^2}\ln\frac{mv^2}{\bar{I}(1-\beta^2)}. \tag{80.10}$$

On ne doit pas s'étonner de la grossièreté du procédé d'évaluation des bornes $b_{\min}$ et $b_{\max}$, qui a été utilisé pour arriver à la formule (80.10). Comme la formule (80.10) contient le logarithme du rapport de ces bornes, les erreurs d'estimation de $b_{\min}$ et $b_{\max}$ n'affectent que peu la valeur du logarithme. Il existe plusieurs expressions plus précises de $-d\mathscr{E}/dx$; nous n'indiquerons que la plus simple

$$-\frac{d\mathscr{E}}{dx} = \frac{4\pi nz^2e^4}{mv^2}\left(\ln\frac{2mv^2}{\bar{I}(1-\beta^2)} - \beta^2\right). \tag{80.11}$$

Dans le cas de protons possédant une énergie de 1 MeV et se propageant dans l'air à température et à pression normales, le terme logarithmique figurant dans (80.11) est approximativement égal à 9.

Bethe et Bloch ont élaboré une théorie quantique conséquente des pertes par ionisation des particules chargées se propageant dans la matière, mais nous ne pouvons pas l'exposer ici car il faudrait que le lecteur connaisse déjà l'appareil mathématique de la mécanique quantique.

6. La formule de Bohr permet de comprendre qualitativement, sinon quantitativement, la nature des facteurs déterminant le ra-

lentissement des particules chargées lourdes par suite des pertes que provoque l'ionisation des atomes de la matière traversée lorsque l'énergie des particules incidentes varie de $\sim$1 MeV jusqu'à plusieurs dizaines ou centaines de GeV. D'après les formules (80.10) et (80.11), les plus grandes pertes sont déterminées par la charge et par la vitesse de la particule, par le nombre d'électrons contenus dans l'unité de volume du milieu et par le potentiel d'ionisation moyen $\bar{I}$ des atomes de ce milieu. La dépendance en fonction de $\bar{I}$, étant logarithmique, est faible. La dépendance en fonction de n se ramène à la dépendance en fonction de la densité ρ du milieu à l'aide de la formule

$$n = Z\rho N/A, \tag{80.12}$$

où N est le nombre d'Avogadro, A la masse atomique, Z le nombre d'électrons par atome du milieu. Il s'ensuit que la quantité $-d\mathscr{E}/d(\rho x)$ est à peu près la même pour toutes les substances. On introduit généralement la quantité ρx en tant que mesure de l'épaisseur de la substance au lieu de son épaisseur réelle x. C'est ce que l'on fait dans le calcul de l'épaisseur de la paroi de protection contre les radiations radioactives, quoiqu'il s'agit alors de se protéger contre les quanta γ et les neutrons et non contre les flux de particules chargées. Les pertes dépendent largement de la vitesse des particules et sont d'autant plus importantes que la vitesse est petite. C'est pour cela que l'épaisseur des traces que laissent derrière soi les particules chargées lourdes dans les chambres de Wilson ou dans les émulsions photosensibles augmente fortement vers la fin du parcours. Lorsque la vitesse de la particule augmente, le terme logarithmique figurant dans (80.10) et (80.11) commence par décroître, mais à mesure que la vitesse tend vers la limite relativiste $v \to c$, ce terme commence à croître vu que le numérateur $2mv^2$ reste pratiquement constant tandis que le dénominateur $(1 - \beta^2)$ tend vers zéro. En conséquence, lorsque $v \to c$, les pertes d'énergie $-d\mathscr{E}/dx$ passent par un minimum situé près de $\mathscr{E} = 2Mc^2$. C'est un effet purement relativiste.

Les formules (80.10) et (80.11) montrent que pour des valeurs données de la charge et de la vitesse de la particule, les pertes ne dépendent pas de sa masse M. C'est pour cela que les pertes sont les mêmes pour les protons et les pions, par exemple, à condition que ces particules soient animées de la même vitesse. Dans le cas non relativiste, l'introduction de l'énergie cinétique $\mathscr{E} = {}^1/_2Mv^2$ de la particule dans la formule (80.10) conduit au résultat suivant:

$$-\frac{d\mathscr{E}}{dx} = \frac{2\pi n z^2 e^4 M}{\mathscr{E} m} \ln \frac{2\mathscr{E} m}{M\bar{I}}. \tag{80.13}$$

Ce résultat montre que dans le cas non relativiste, pour les mêmes valeurs de la charge et de la masse de la particule les pertes sont

proportionnelles avec une précision logarithmique à la masse M de la particule. Dans ces conditions la trace laissée par une particule lourde est plus épaisse et plus courte que celle que laisse une particule légère. Enfin la dépendance quadratique avec z se manifeste par un ralentissement important des particules α et des particules portant plusieurs charges par la matière.

Lorsque la vitesse de la particule est très petite ou très grande, les formules (80.10) et (80.11) donnent des valeurs trop fortes pour les pertes d'énergie de la particule.

7. Aux vitesses faibles commence à se manifester la capture des électrons par la particule incidente. Cette capture est à certains points de vue équivalente à une diminution du nombre z, ce qui conduit à des pertes d'énergie plus faibles que celles que fournit la formule de Bohr. La capture est particulièrement importante par les ions positifs portant plusieurs charges électriques (atomes ayant perdu plusieurs électrons). Parfois on observe non pas une capture mais une perte d'électrons. C'est grâce à la capture d'électrons que la courbe des pertes ne tend pas vers l'infini aux faibles vitesses de la particule, comme ce serait le cas d'après la formule (80.10), mais passe par un maximum, puis décroît.

Aux très grandes vitesses commence à se manifester l'influence de la polarisation du milieu déterminée par le champ électrique de la particule. La polarisation du milieu affaiblit ou, comme on dit, se comporte comme un écran vis-à-vis du champ créé par la particule dont les pertes d'énergie s'en trouvent diminuées. Aux vitesses non relativistes le rayon d'écran (rayon de Debye, cf. t. III, § 121) est supérieur aux dimensions de l'atome. Dans ces conditions l'effet d'écran ne peut se manifester qu'aux distances supérieures à b_{max}, i.e. là où les pertes d'ionisation sont inexistantes. Dans le cas ultra-relativiste le champ électrique engendré par la particule est aplati dans le sens du mouvement et dilaté suivant la direction transversale, ce qui fait qu'il est fortement inhomogène. En conséquence la polarisation du milieu commence à se manifester à des distances relativement faibles. L'influence de la polarisation et surtout l'influence de la capture des électrons du milieu sont difficiles à analyser par la théorie. On en tient compte sur une base empirique et les résultats sont présentés sous la forme de courbes représentant la longueur du trajet en fonction de l'énergie.

8. La distance que peut parcourir une particule avant de s'arrêter, i.e. jusqu'à l'instant où elle parvient à l'équilibre thermique avec le milieu ambiant, est appelée *parcours R* de la particule. Pour pouvoir calculer R on commencera par remarquer qu'après avoir parcouru la distance dx l'énergie cinétique $\mathcal{E} = {}^1/_2 Mv^2$ de la particule varie de $d\mathcal{E}$, de sorte que $dx = (dx/d\mathcal{E})\, d\mathcal{E} = (dx/d\mathcal{E})\, Mv\, dv$. En remplaçant $d\mathcal{E}/dx$ par l'expression (80.10) on obtient l'équation

différentielle

$$dx = -\frac{Mmv^3\,dv}{4\pi nz^2e^4 \ln \frac{mv^2}{I(1-\beta^2)}}$$

dont l'intégration fournit l'expression

$$R = \frac{M}{z^2} f(v_0), \tag{80.14}$$

où v_0 est la vitesse initiale de la particule et où la fonction f est définie par l'intégrale

$$f(v_0) = -\int_{v_0}^{0} \frac{mv^3}{4\pi ne^4 \ln \frac{mv^2}{I(1-\beta^2)}}. \tag{80.15}$$

Il est essentiel que pour un milieu donné cette fonction est la même pour toutes les particules. Si l'on néglige la faible dépendance logarithmique avec la vitesse de la particule, on peut écrire

$$R \sim \frac{M}{z^2} v_0^4. \tag{80.16}$$

Or nous avons vu que la validité de la formule (80.10) est limitée par les effets liés à la capture des électrons du milieu. On peut obtenir une formule plus précise pour R en se fondant sur quelques considérations simples. Divisons tout le trajet de la particule en deux parties: une partie où il ne se produit pratiquement aucune capture d'électrons et à laquelle s'applique la formule (80.10) et la partie restante du trajet où les captures d'électrons jouent un rôle essentiel. On peut appliquer la formule (80.14) à la première partie du trajet. Comme la longueur de la deuxième partie du trajet ne dépend pas de la vitesse initiale v_0, c'est une constante C. La valeur de cette constante dépend de la nature des particules et des milieux qu'elles traversent. Le parcours total est donc donné par la formule approchée

$$R = \frac{M}{z^2} f(v_0) + C. \tag{80.17}$$

Pour des particules α dans l'aire à température et pression normales l'expérience fournit la valeur de $C = 0{,}2$ cm. Dans l'aluminium le parcours d'un proton ayant une énergie égale à 5 MeV est égal à 0,06 mm et si son énergie est égale à 10 MeV, le parcours est égal à 0,17 mm.

La formule (80.17) est valable si $R \ll \lambda_{\text{noy}}$, λ_{noy} étant la longueur de parcours du choc nucléaire relatif. Cette condition n'est pas vérifiée pour les hadrons de haute énergie.

§ 81. Passage des particules chargées légères à travers la matière

1. Après l'électron et le positon la particule chargée la plus légère est le muon qui est près de 207 fois plus lourd que l'électron.

La masse de la particule légère (électron ou positon) étant faible, la variation d'impulsion qu'elle subit à chaque choc est relativement grande. La trajectoire d'une particule légère se déplaçant dans un milieu est sinueuse et non pas rectiligne. Si l'on envoie un faisceau de particules vers un milieu homogène, son comportement sera différent suivant que le milieu se compose de particules lourdes ou de particules légères. Dans le premier cas l'intensité du faisceau restera constante tant que le chemin parcouru x est inférieur à la longueur de parcours R. Dans une tranche très fine adjacente à la frontière $x = R$, les particules sont éliminées du faisceau et celui-ci cesse d'exister. Dans le cas d'un faisceau de particules légères, l'intensité du faisceau diminuera de façon monotone et continue sur toute la longueur du trajet. On ne peut donc parler d'un parcours déterminé R d'une particule légère, mais on peut introduire les notions de *parcours maximal* (*parcours extrapolé*) et de *parcours moyen.* On appelle parcours maximal l'épaisseur minimale d'une tranche de matière susceptible d'arrêter toutes les particules. Le parcours maximal coïncide évidemment avec la longueur totale de la trajectoire curviligne d'une particule dans la matière considérée. Pour trouver le parcours moyen on doit déterminer le chemin rectiligne que la particule incidente effectue dans la matière avant qu'elle soit éliminée du faisceau, puis faire la moyenne de ces chemins rectilignes pour toutes les particules.

Une autre différence entre les particules lourde et légère se manifeste en ce que toute variation d'impulsion d'un électron (ou d'un positon) résultant d'un choc donne lieu à l'émission d'un rayonnement. En plus des pertes d'ionisation on voit apparaître des *pertes radiatives*, i.e. des pertes d'énergie par émission de photons.

Enfin une troisième différence réside en ce que le mouvement d'un électron dans un milieu s'accompagne d'*effets d'échange quantiques* observables dans tout système de particules identiques. Ces effets ne se produisent pas lors du mouvement d'un positon dans un milieu matériel puisque l'électron et le positon ne sont pas des particules identiques. Mais dans ce cas peut se produire l'*annihilation* mutuelle du positon et de l'électron. Le rôle des processus d'annihilation et des effets d'échange est cependant relativement peu important, ce qui se traduit en ce que le ralentissement de l'électron et du positon dans un milieu est pratiquement le même. Dans ce qui suit on n'envisagera que le ralentissement des électrons, les faisceaux de positons étant utilisés beaucoup plus rarement dans les études expérimentales.

2. Qualitativement le mécanisme des pertes d'ionisation des particules légères est le même que celui des particules lourdes. On peut donc utiliser pour les électrons la formule (80.2) à condition de définir autrement les limites d'intégration b_{min} et b_{max} en raison de la petitesse de la masse de l'électron et des effets d'échange quantiques. En tenant compte de ces facteurs, ainsi que d'autres encore Bethe (né en 1906) a établi la formule suivante pour les pertes d'ionisation des électrons :

$$-\frac{d\mathscr{E}}{dx}=\frac{2\pi ne^4}{mv^2}\left\{\ln\frac{mv^2\mathscr{E}}{2\bar{I}(1-\beta^2)}-\right.$$
$$\left.-\ln 2\left(2\sqrt{1-\beta^2}-1+\beta^2\right)+1-\beta^2+\frac{1}{8}\left(1-\sqrt{1-\beta^2}\right)\right\}, \qquad (81.1)$$

où $\bar{I}$ est le potentiel d'ionisation moyen des atomes de l'absorbeur, qui est donné par la formule approchée (80.5) et $\mathscr{E}$ l'énergie cinétique relativiste de l'électron :

$$\mathscr{E}=\frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}}-mc^2. \qquad (81.2)$$

A la limite non relativiste $\beta\to 0$:

$$-\frac{d\mathscr{E}}{dx}=\frac{4\pi ne^4}{mv^2}\ln\frac{mv^2}{2\bar{I}} \quad \text{(non relativ.)}. \qquad (81.3)$$

Dans le cas ultrarelativiste

$$-\frac{d\mathscr{E}}{dx}=\frac{2\pi ne^4}{mc^2}\left\{\ln\frac{\mathscr{E}^2}{2\bar{I}^2\sqrt{1-\beta^2}}+\frac{1}{8}\right\} \quad \text{(ultrarelativ.)}. \qquad (81.4)$$

Comme la masse de l'électron est très petite, les formules (81.1), (81.3) et (81.4) trouvent toutes des applications pratiques. En effet, comme pour l'électron $mc^2 = 0{,}511$ MeV, il s'ensuit que les électrons ayant une énergie de plusieurs MeV sont déjà ultrarelativistes.

3. Lorsqu'on cherche à comparer les pertes d'ionisation d'une particule lourde et d'une particule légère, on doit noter qu'aussi bien dans les formules (80.10) et (80.11) que dans les formules (81.1), (81.3) et (81.4) c'est le facteur placé devant le logarithme qui prédomine, le logarithme ne variant que lentement en fonction des paramètres caractérisant le mouvement des particules. Or dans le cas de particules ne portant qu'une seule charge, ce facteur est pratiquement le même dans toutes les formules. Il s'ensuit qu'à vitesses égales les pertes d'ionisation d'une particule lourde et d'une particule légère sont approximativement égales. Ce résultat est parfaitement normal puisque les pertes d'ionisation résultent de l'action exercée par le champ électrique de la particule incidente sur les électrons du milieu. Or les champs engendrés par les particules légères et lourdes sont exactement les mêmes lorsque les charges et les vitesses des particules sont les mêmes.

La situation est toute autre lorsqu'on compare les pertes d'ionisation d'une particule légère et d'une particule lourde, chacune portant une seule charge et possédant des énergies égales. Lorsque le mouvement des particules est non relativiste, les vitesses des particules sont en raison inverse aux racines carrées de leurs masses. En conséquence la particule lourde exerce une action efficace plus durable sur chaque électron du milieu et subit donc une perte d'énergie plus importante. Nous avons montré dans le paragraphe précédent que dans ce cas les pertes d'énergie dues à l'ionisation sont proportionnelles à la masse de la particule. Par exemple les pertes d'ionisation du proton sont près de 2000 fois plus grandes que celles de l'électron possédant la même énergie.

Un cas plus intéressant est celui où l'électron est déjà ultrarelativiste tandis que le proton de même énergie peut être considéré comme non relativiste. Dans ce cas le champ électrique du proton incident présente une symétrie sphérique tandis que le champ électrique de l'électron est aplati suivant la direction du mouvement et dilaté suivant la direction perpendiculaire. De ce fait les pertes d'ionisation de l'électron sont fortement accrues. Comparons, par exemple, les pertes d'ionisation d'un électron et d'un proton possédant la même énergie cinétique $\mathcal{E} = 5$ MeV. Avec cette énergie l'électron peut être considéré comme ultrarelativiste, tandis que le proton est encore non relativiste. Comme l'énergie au repos de l'électron est $\mathcal{E}_0 = 0,5$ MeV, et comme son énergie cinétique coïncide pratiquement avec son énergie totale, on peut écrire $\mathcal{E} \approx \approx \mathcal{E}_0/\sqrt{1-\beta^2}$, de sorte que $1/\sqrt{1-\beta^2} \approx 10$. En comparant les formules (80.13) et (81.4) on trouve

$$\frac{(d\mathcal{E}/dx)_p}{(d\mathcal{E}/dx)_e} = \frac{Mc^2}{\mathcal{E}} \frac{\ln A}{\ln B},$$

avec $A = \frac{2\mathcal{E}m}{M\bar{I}} = \frac{2\cdot 5\cdot 10^6}{2000\cdot 10} \approx 5\cdot 10^2$ (on a posé $\bar{I} = 10$ eV),

$$B = \frac{\mathcal{E}^2}{2\bar{I}^2\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{5^2\cdot 10^{12}\cdot 10}{2\cdot 10^2} \approx 2,5\cdot 10^{12},$$

i.e.

$$\ln A = 2 \ln 10 + \ln 5 = 2\cdot 2,3 + 1,6 = 6,2,$$

$$\ln B = 12 \ln 10 + \ln 2,5 = 12\cdot 2,3 + 0,9 = 28,5.$$

Le rapport des logarithmes n'est donc égal qu'à $\sim 1/5$, tandis que le facteur placé devant les logarithmes $Mc^2/\mathcal{E} = 938/5 \approx 200$. Les pertes d'ionisation du proton ne sont que près de 40 fois plus grandes que celles de l'électron.

Considérons encore le cas où les deux particules, la lourde et la légère, sont ultrarelativistes et possèdent la même énergie cinétique

qu'on peut poser égale à l'énergie totale $\mathcal{E} = mc^2/\sqrt{1-\beta_e^2} = Mc^2/\sqrt{1-\beta_p^2}$, β_e désignant le rapport v/c de la particule légère et β_p le même rapport pour la particule lourde. On a donc

$$1/\sqrt{1-\beta_e^2} = \frac{\mathcal{E}}{mc^2}, \quad 1/\sqrt{1-\beta_p^2} = \frac{\mathcal{E}}{Mc^2}.$$

Dans le cas de la particule lourde (le proton) on utilisera la formule (80.10) en y posant $v = c$, et dans le cas de la particule légère on utilisera la formule (81.4). On trouve alors

$$\frac{\left(\frac{d\mathcal{E}}{dx}\right)_p}{\left(\frac{d\mathcal{E}}{dx}\right)_e} = 2\,\frac{\ln A}{\ln B}.$$

avec

$$A = \frac{mc^2}{\bar{I}(1-\beta_p^2)} = \frac{m}{M}\,\frac{\mathcal{E}^2}{\bar{I}Mc^2}, \quad B = \frac{\mathcal{E}^2}{2\bar{I}^2\sqrt{1-\beta_e^2}} = \frac{\mathcal{E}^3}{2\bar{I}^2mc^2}.$$

Considérons un exemple numérique: $\mathcal{E} = 10$ GeV $= 10^{10}$ eV, $\bar{I} = 10$ eV, $m/M = 1/2000$, $Mc^2 = 1$ GeV $= 10^9$ eV, $mc^2 = 0{,}5$ MeV $= 0{,}5\cdot 10^6$ eV. On a alors $\ln A = 15{,}4$, $\ln B = 50{,}6$,

$$\frac{(d\mathcal{E}/dx)_p}{(d\mathcal{E}/dx)_e} \approx 0{,}6.$$

Les pertes d'ionisation de l'électron ultrarelativiste sont dans ce cas plus grandes (de deux fois) que celles du proton ultrarelativiste de même énergie. Cela tient à ce que par rapport au champ électrique créé par une particule au repos, le champ électrique engendré par l'électron ultrarelativiste subit une distorsion plus importante que le champ électrique du proton ultrarelativiste de même énergie ($\beta_e > \beta_p$).

Les différences de comportement des particules chargées de différentes énergies se manifestent par exemple lors de leur détection. Par exemple un proton ayant une énergie de 5 MeV laisse dans la plaque nucléaire une trace bien visible tandis qu'un électron de même énergie ne sera pratiquement pas détecté. Dans le cas de particules ultrarelativistes il est difficile de les distinguer d'après les traces qu'elles laissent dans une chambre à bulles par exemple, puisque les traces de toutes les particules chargées ultrarelativistes ont pratiquement la même épaisseur.

4. On sait qu'une particule chargée animée d'un mouvement accéléré émet des ondes électromagnétiques. Cela se produit notamment lors de ses chocs contre les particules du milieu qu'elle traverse. La radiation électromagnétique qui est alors émise est appelée *radiation de freinage* (appelée encore *Bremsstrahlung*) et les pertes d'éner-

gie accompagnant cette émission sont appelées *pertes radiatives*. Un exemple bien connu de la radiation de freinage est le spectre continu des rayons X qui résulte du freinage des électrons dans l'anticathode d'un tube à rayons X. Le ralentissement des électrons de haute énergie dans les accélérateurs de particules est utilisé pour la production de faisceaux de rayons γ. Il a été indiqué dans le t. III, § 141 que dans l'approximation non relativiste non quantique l'intensité de la radiation de freinage (i.e. l'énergie électromagnétique émise par la particule par unité de temps) est donnée par l'expression

$$W = \frac{2}{3} \frac{z^2 e^2}{c^3} \dot{v}^2, \tag{81.5}$$

où ze est la charge de la particule et $\dot{v}$ son accélération. L'accélération est égale à $\dot{v} = F/m$, F étant la force s'exerçant sur la particule de masse m. On peut en conclure que pratiquement la totalité du ralentissement radiatif résulte du rayonnement émis par les électrons puisque le rayonnement émis par les protons sous l'action de forces égales est $(m_p/m_e)^2 = 1836^2 \approx 3{,}4 \cdot 10^6$ fois moins intense que celui de l'électron. Les pertes d'énergie dues à l'ionisation produite par l'électron incident sont déterminées par les collisions de ce dernier avec les électrons atomiques. Pour l'essentiel les pertes sont proportionnelles au nombre Z d'électrons appartenant à un atome du milieu. Par contre les pertes radiatives sont déterminées pour l'essentiel par les collisions de l'électron incident avec les noyaux atomiques du milieu. Ces pertes sont proportionnelles au carré de la force d'attraction coulombienne s'exerçant entre l'électron incident et le noyau atomique. Comme cette force est à son tour proportionnelle à Ze, les pertes radiatives doivent croître proportionnellement au carré de Z. Ce résultat reste valable dans la théorie quantique relativiste de la radiation de freinage, développée par Bethe et Heitler (1904-1981).

5. La radiation de freinage qui est émise lors de chaque acte individuel de collision de l'électron avec un atome dépend largement de l'effet d'écran qu'exercent les électrons atomiques par rapport au champ électrique créé par le noyau. Du point de vue de la physique classique cette dépendance est définie par le rapport entre le paramètre d'impact b de l'électron incident et le « rayon du noyau » a. Lorsque $b/a \ll 1$, l'effet d'écran ne se manifeste pas et lorsque $b/a \gg 1$ l'effet d'écran est total. Néanmoins c'est le ralentissement de l'électron par le champ électrique du noyau qui joue le rôle principal. En négligeant l'effet d'écran l'énergie que perd l'électron par suite de la radiation de freinage sur la même longueur b de son trajet dans le milieu est proportionnelle au nombre de noyaux devant lesquels passe l'électron. Autrement dit cette énergie est proportionnelle à la densité ρ du milieu et au chemin parcouru dx. Les pertes

radiatives de l'électron sont donc données par l'expression

$$-\left(\frac{d\mathcal{E}}{dx}\right)_{\text{rad}}=\frac{\mathcal{E}}{l_r}, \tag{81.6}$$

où la constante l_r est appelée *longueur de radiation*. Rappelons que dans le § 80, 6 on a remplacé l'épaisseur vraie x de la tranche de matière par le produit ρx (x par la densité ρ de la matière) et on l'a appelé aussi « épaisseur ». Afin d'éviter tout malentendu, la longueur de radiation ainsi entendue sera désignée par L_r. Dans les tables numériques on indique généralement les valeurs de L_r en unités g/cm². Nous ne donnerons pas la formule de L_r établie dans la théorie de Bethe et Heitler, mais nous indiquerons dans le tableau 15 les

Tableau 15

Longueur de radiation et énergie critique de quelques substances

Substance	$\mathcal{E}_{cr}$, MeV	L_r, g/cm²	Substance	$\mathcal{E}_{cr}$, MeV	L_r, g/cm²
H	340	58	Al	47	23,9
He	220	83	Fe	24	13,8
C	103	42,5	Cu	21,5	12,8
Air	83	36,5	Pb	6,9	5,8

valeurs de L_r pour quelques substances. On y trouve par exemple que pour de l'air sec à 18 °C et à la pression normale ($\rho = 0{,}001213$ g/cm³)

$$l_r=\frac{36.5}{0{,}00121}=30\,200 \text{ cm}=302 \text{ m}$$

Selon la formule (81.6) les pertes radiatives croissent avec l'énergie selon une loi linéaire, tandis que les pertes d'ionisation des particules de grandes énergies varient en fonction de l'énergie selon une loi logarithmique, ce qui signifie qu'elles n'en dépendent pratiquement pas. Pour comparer commodément ces deux types de pertes d'énergie on peut utiliser la relation approchée

$$\frac{(d\mathcal{E}/dx)_{\text{rad}}}{(d\mathcal{E}/dx)_{\text{ionis}}}\approx\frac{Z\mathcal{E}}{800}, \tag{81.7}$$

où l'énergie $\mathcal{E}$ est donnée en MeV. La formule montre que pour $\mathcal{E} \gg 800/Z$ les pertes radiatives sont supérieures aux pertes d'ionisation. L'énergie $\mathcal{E}_{cr}$ pour laquelle les deux types de pertes deviennent égaux est appelée *énergie critique*. Pour cette énergie la formule approchée (81.7) donne $\mathcal{E}_{cr} \approx 800/Z$ MeV. Pour les particules de très grandes énergies on peut négliger les pertes d'ionisation et intégrer l'équation (81.6). On trouve alors

$$\mathcal{E}=\mathcal{E}_0 e^{-x/l_r}. \tag{81.8}$$

§ 82. Interaction de rayons γ avec la matière

1. Le rayonnement γ comporte, *grosso modo*, les ondes électromagnétiques dont la longueur d'onde est notablement inférieure aux distances interatomiques, i.e. $\lambda \ll 10^{-8}$ cm. Dans les accélérateurs modernes on produit des rayons γ d'une énergie $\mathscr{E} \sim 20$ GeV et d'une longueur d'onde $\lambda = 2\pi\hbar c/\mathscr{E} \approx 6 \cdot 10^{-15}$ cm $= 0{,}06$ fm. Les rayons γ d'intérêt pratique ont des énergies comprises entre plusieurs keV et 200 à 300 MeV.

La théorie de l'interaction de rayons γ avec la matière se fonde sur l'électrodynamique quantique. On ne peut donc l'exposer ici, mais il importe d'indiquer qu'un faisceau de rayons γ est absorbé par la matière grâce aux interactions électromagnétiques. Mais à la différence des particules chargées, les photons γ ne portent aucune charge électrique et ne sont donc pas soumis à l'action à grande distance des forces coulombiennes. Le domaine d'interaction du photon γ avec l'électron a une dimension linéaire de l'ordre de la longueur d'onde de Compton de l'électron, i.e. $\sim 10^{-11}$ cm. C'est pour cela que lors de leur passage à travers la matière les photons γ n'entrent que rarement en collision avec les électrons et les noyaux atomiques. Mais lorsqu'elles se produisent, ces collisions donnent lieu à une brusque variation de la direction de propagation des photons, ce qui les élimine du faisceau incident. Une autre particularité des rayons γ est qu'étant dénués de masse, ils ne peuvent se déplacer qu'avec la vitesse c. Ils ne peuvent être ralentis, mais peuvent être absorbés, déviés ou donner lieu à la création de paires électron-positon.

Ainsi les photons γ sont en général supprimés du faisceau par des actes de collision uniques avec les électrons ou les noyaux atomiques de l'absorbant. Pour les photons γ on ne peut introduire la notion de parcours comme on l'a fait pour les particules chargées lourdes qui sont ralenties dans la matière grâce aux effets d'ionisation. Le nombre de photons γ supprimés d'un faisceau monoénergétique après traversée d'une tranche de matière d'épaisseur dx est proportionnel à dx et à l'intensité du faisceau incident pénétrant dans cette tranche. Il s'ensuit que l'intensité d'un faisceau monoénergétique γ doit décroître avec la distance x suivant une loi exponentielle:

$$I(x) = I(0)\, e^{-n\sigma x}, \tag{82.1}$$

où σ est la section efficace totale d'absorption et de diffusion des photons γ sur un atome et n le nombre d'atomes contenus dans l'unité de volume de l'absorbant. La quantité $\tau = n\sigma$ est appelée *coefficient linéaire d'absorption des photons* γ. Il est commode de lui substituer le coefficient massique d'absorption $\mu = \tau/\rho$. Si l'on exprime la distance x en g/cm^2, on pourra récrire la formule (82.1) sous la forme

$$I(x) = I(0)\, e^{-\mu x}. \tag{82.2}$$

L'atténuation d'un faisceau de photons γ est essentiellement régie par l'*effet photoélectrique*, l'*effet Compton* et la *création de paires électron-positon.*

2. L'effet photoélectrique a déjà été décrit au § 2, mais on y a considéré surtout l'effet photoélectrique produit dans les métaux continus. Ici on s'intéressera surtout à l'effet photoélectrique sur les atomes du milieu dans lequel se propage un faisceau γ.

Un électron libre ne peut, par principe, ni absorber ni émettre un photon γ, car autrement la conservation de l'énergie-impulsion ne

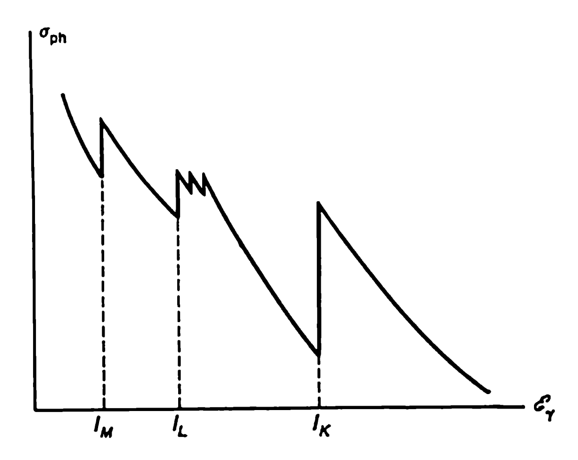


Fig. 145

saurait être vérifiée (cf. § 1, 5). Or dans l'effet photoélectrique toute l'énergie du photon γ $\mathscr{E}_\gamma = \hbar\omega$ est transmise à l'électron. Il s'ensuit que l'électron doit nécessairement être lié. L'énergie cinétique $\mathscr{E}_e$ que reçoit l'électron libéré est donnée par la relation

$$\mathscr{E}_e = \mathscr{E}_\gamma - I_i, \tag{82.3}$$

où I_i est l'énergie d'ionisation de la couche à laquelle appartenait l'électron libéré ($i = \mathrm{K}, \mathrm{L_I}, \mathrm{L_{II}}, \mathrm{L_{III}}, \ldots$). On peut négliger l'énergie de recul de l'ion formé en raison de sa petitesse.

On comprend fort bien que l'effet photoélectrique sur une couche i donnée ne peut avoir lieu si $\mathscr{E}_\gamma < I_i$ puisque par son sens l'énergie cinétique $\mathscr{E}_e$ est essentiellement positive. Lorsque $\mathscr{E}_\gamma > I_i$ on peut s'attendre à ce qu'avec l'augmentation de $\mathscr{E}_\gamma$, la probabilité de l'effet photoélectrique doit diminuer puisque l'électron est alors de moins en moins lié et son comportement se rapproche de plus en plus de celui d'un électron libre. La théorie et l'expérience confirment cette proposition.

La figure 145 représente sous une forme schématique l'allure de la variation de la section efficace σ_{ph} de l'effet photoélectrique sur un

atome en fonction de l'énergie $\mathscr{E}_\gamma$ du photon γ incident. Lorsque $\mathscr{E}_\gamma$ est très grand, la section efficace σ_{ph} est petite. A mesure que $\mathscr{E}_\gamma$ diminue, la section σ_{ph} croît, mais diminue brusquement lorsque $\mathscr{E}_\gamma = I_K$. Cette chute résulte de ce que pour $\mathscr{E}_\gamma < I_K$ l'arrachement d'un électron appartenant à la couche K devient impossible. Après cette chute, la décroissance ultérieure de $\mathscr{E}_\gamma$ s'accompagne d'un accroissement de σ_{ph} qui dure jusqu'à la chute suivante sur la couche L. Comme la couche L se compose de trois sous-couches rapprochées L_I, L_{II}, L_{III}, on voit apparaître trois pics sur la courbe $\sigma_{ph} = \sigma_{ph}(\mathscr{E}_\gamma)$ (fig. 145). Ayant quitté la couche L, une nouvelle diminution de $\mathscr{E}_\gamma$ s'accompagne d'un accroissement de σ_{ph} jusqu'à ce qu'on parvienne à la couche M où l'on observera une nouvelle chute de σ_{ph}, etc. Pour $\mathscr{E}_\gamma < 0{,}2$ MeV la section efficace de l'effet photoélectrique diminue lorsque l'énergie augmente approximativement comme $\mathscr{E}_\gamma^{-7/2}$ et pour $\mathscr{E}_\gamma > 0{,}5$ MeV approximativement comme $\mathscr{E}_\gamma^{-1}$. Lorsque $\mathscr{E}_\gamma > I_K$, la principale contribution (≈ 80 %) à la section efficace σ_{ph} est fournie par le processus d'arrachement des électrons de la couche K (pour $Z > 60$). La probabilité de l'effet photoélectrique augmente avec Z à peu près proportionnellement à Z^n, avec n compris entre 4 et 5. Cette forte dépendance s'explique toujours par ce que dans le cas des éléments légers la liaison des électrons atomiques est plus faible que chez les atomes des éléments lourds. L'effet photoélectrique est donc important dans les substances composées d'éléments lourds et sa probabilité y est notable même sous l'action de photons γ de grande énergie.

Nous avons déjà observé cette allure de variation de la section efficace pour les rayons γ au § 48 lors de l'étude de l'absorption des rayons X par la matière.

Dans la gamme d'énergies comparables à l'énergie de liaison des électrons des différentes couches atomiques la section efficace de l'effet photoélectrique est très grande par rapport à sa valeur correspondant à des énergies plus grandes. Par exemple, pour l'aluminium $\sigma_{ph} \approx 6 \cdot 10^{-18}$ cm² pour $\mathscr{E}_\gamma = 1$ keV et $\sigma_{ph} \approx 6 \cdot 10^{-25}$ cm² pour $\mathscr{E}_\gamma = 0{,}1$ MeV. C'est pour cela que la contribution de l'effet photoélectrique à l'absorption prédomine pour les rayons γ de faible énergie et devient négligeable aux énergies élevées.

3. A mesure que l'énergie des photons γ augmente, le rôle de l'absorption photoélectrique ne fait que diminuer pour céder la place à l'*effet Compton* (cf. § 3). L'effet Compton commence à prédominer lorsque l'énergie des photons γ devient supérieure à l'énergie de liaison des électrons atomiques. Lorsque cette dernière est petite devant l'énergie des photons γ, l'électron se comporte comme s'il était libre (c'est ce que nous avons admis au § 3). L'atténuation d'un faisceau γ par effet Compton résulte de deux causes. Une partie des photons γ du faisceau subissent une diffusion, sont donc déviés de leur trajectoire initiale et sont perdus pour le faisceau (avec accroissement de la

longueur d'onde ou sans variation de celle-ci). Une autre partie de l'énergie du faisceau est transmise aux électrons de recul, ce qui détermine l'absorption vraie des photons γ par la matière avec variation de leur fréquence.

La section efficace de diffusion des photons γ « mous » ($\hbar\omega/m_ec^2 \ll 1$) sur les électrons est donnée par la formule classique de Thomson :

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = 0{,}665 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2, \qquad (82.4)$$

où r_e est le « rayon classique » de l'électron, i.e.

$$r_e = \frac{e^2}{m_ec^2} = 2{,}82 \cdot 10^{-13} \text{ cm}. \qquad (82.5)$$

La formule de Thomson a été établie au § 10, 2. La diffusion de Thomson ou classique est cohérente en ce sens qu'elle ne donne lieu à aucune variation de la longueur d'onde. Si la condition $\hbar\omega/m_ec^2 \ll 1$ n'est pas vérifiée, la formule de Thomson n'est plus valable, et on doit utiliser la formule de Klein-Nishina-Tamm (10.4), déduite de l'électrodynamique quantique. A la différence de la diffusion Thomson, la diffusion Compton (pour une énergie des photons γ supérieure à l'énergie de liaison des électrons atomiques) *n'est pas cohérente* et donne lieu à une diminution de la longueur d'onde, qui est la même pour toutes les substances (cf. § 3).

On notera que la diffusion Compton sur les noyaux est négligeable puisque dans ce cas le rôle de « rayon classique de l'électron » r_e est assumé par la quantité $Z^2e^2/M_{\text{noy}}c^2$ qui est des milliers et des centaines de milliers de fois plus petite que chez l'électron.

4. Lorsque l'énergie des photons γ est suffisamment grande, ils peuvent être absorbés *en donnant naissance à une paire électron-positon*. Sans faire l'histoire de la prévision par Dirac de l'existence du positon, qui initialement fut interprété comme un « trou » dans les états de l'électron caractérisés par une énergie négative, hypothèse qui fut bientôt abandonnée, rappelons simplement que le positon est l'antiparticule de l'électron ; il possède la même masse et le même spin que l'électron, la même charge et le même moment magnétique qui sont de sens contraires à ceux de l'électron. Le développement ultérieur de la physique des particules élémentaires montre qu'en règle générale on peut faire correspondre une antiparticule à chaque particule connue.

Lorsqu'un positon et un électron entrent en collision, ils disparaissent l'un et l'autre (processus d'*annihilation*) en donnant naissance à un rayonnement électromagnétique (un photon). L'annihilation d'un positon et d'un électron libres ne peut produire un seul quantum γ, car la conservation de l'énergie-impulsion ne serait pas vérifiée. Cette conclusion est évidente lorsque le positon et l'électron étaient au repos avant leur annihilation. Dans ces conditions

l'impulsion totale était nulle avant la collision tandis que l'impulsion du photon γ produit est différente de zéro. Mais même si avant la collision le positon et l'électron avaient des vitesses différentes, la création d'un seul photon γ est impossible. Pour le prouver il suffit de considérer l'annihilation dans le système de centre de masse. Dans ce système l'impulsion totale est nulle avant la collision et l'impulsion du photon γ créé est encore différente de zéro, de sorte que la conclusion précédente reste valable. Cette conclusion subsiste quel que soit le système de référence puisque le nombre de photons γ créés n'en dépend pas. Il faut donc que l'annihilation du positon et de l'électron donne naissance à deux photons γ au moins. En reprenant ce raisonnement à l'envers, on démontre qu'un photon γ en propagation libre ne peut donner naissance à une paire électron-positon. Mais le processus de production d'une paire peut avoir lieu dans le champ électrique d'un noyau atomique.

Le noyau absorbe le photon γ et éprouve l'impulsion de recul, ce qui assure la conservation de l'énergie-impulsion. Les calculs de mécanique quantique montrent, en accord avec l'expérience, que l'absorption des photons γ et la naissance des paires électron-positon évoluent non pas dans le noyau, mais à proximité de celui-ci dans une région ayant une dimension linéaire comparable à la longueur d'onde de Compton de l'électron. Le transfert de l'impulsion de recul au noyau s'effectue par l'intermédiaire de son champ coulombien. La création de paires sous l'action des photons γ peut avoir lieu dans le champ coulombien de l'électron. Une paire peut apparaître à la suite de la collision de deux photons γ. Mais c'est la création de paires à partir de photons γ dans le champ coulombien du noyau qui prédomine largement.

Comme la masse des photons γ est égale à zéro, ils ne peuvent donner naissance à des paires électron-positon que lorsque l'énergie $\mathcal{E}_\gamma$ du photon est supérieure à la somme des énergies au repos de l'électron et du positon, i.e. à $2mc^2 \approx 1{,}02$ MeV. La section efficace σ_{paire} de création d'une paire est égale à zéro lorsque $\mathcal{E}_\gamma < 2mc^2$. C'est la valeur du seuil de la création d'une paire lorsque celle-ci s'effectue dans le champ électrique d'un noyau atomique qui est une particule lourde qui emporte une petite énergie. Mais si la paire est créée à la suite de la collision des photons γ avec un électron, ce dernier reçoit une énergie du même ordre de grandeur que l'énergie que reçoivent les particules de la paire. Dans ce cas la création de la paire n'est possible que si l'énergie du photon γ est notablement supérieure à $2m_ec^2$. Dans la gamme d'énergies comprises entre $5m_ec^2 < \mathcal{E}_\gamma < 50m_ec^2$, les calculs théoriques fondés sur l'électrodynamique quantique fournissent pour la section de création d'une paire sur le noyau atomique la relation suivante:

$$\sigma_{\text{paire}} \sim Z^2 \ln \frac{\hbar\omega}{m_ec^2}. \qquad (82.6)$$

En valeur absolue σ_{paire} est du même ordre de grandeur que la section du rayonnement de freinage. Aux très grandes énergies la quantité ln $(\hbar\omega/m_e c^2)$ doit être remplacée par une constante parce que les électrons atomiques font écran pour le champ du noyau.

Il s'ensuit qu'au-dessus du seuil de création de paires la section σ_{paire} augmente peu à peu et aux très grandes énergies ($\sim 1000\ m_e c^2$) tend pratiquement vers une limite constante:

$$\sigma_{\text{paire}} \approx 0{,}08\ Z^2 r_e^2. \tag{82.7}$$

Pour les photons γ de grande énergie les sections de l'effet photoélectrique et de l'effet Compton tendent pratiquement vers zéro. Lorsque l'énergie des photons augmente, la création de paires est d'abord le processus dominant d'absorption des rayons γ par la matière, puis devient le seul processus possible.

5. Si l'on n'envisage que les trois principaux mécanismes d'absorption décrits ci-dessus, pour déterminer le coefficient d'absorption total μ des photons γ par la matière, il faut tenir compte de ce que

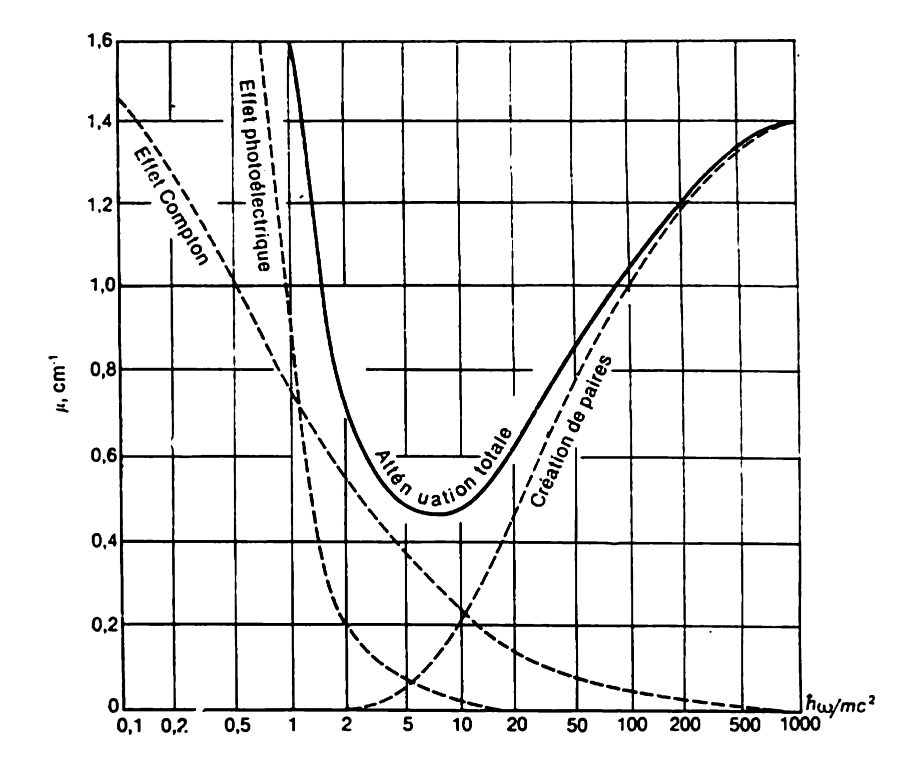


Fig. 146

pour l'effet photoélectrique et la création de paires les centres diffuseurs sont les atomes, et pour l'effet Compton le rôle des centres diffuseurs est assumé par les électrons, qui sont Z fois plus nombreux que les atomes. En conséquence on doit écrire

$$\mu = N\sigma_{ph} + NZ\sigma_C + N\sigma_{paire}, \tag{82.8}$$

où N est le nombre d'atomes contenus dans l'unité de volume de la matière, σ_{ph}, σ_C, σ_{paire} sont les sections efficaces de l'effet photoélectrique sur l'atome, de l'effet Compton sur l'électron et de la création de paire sur le noyau atomique. Le premier terme de (82.8) prédomine aux énergies faibles, le second aux énergies moyennes (plusieurs MeV) et le troisième aux énergies élevées. C'est pour cela que μ présente un minimum dans la région où la diffusion Compton prédomine. Ce minimum est particulièrement net dans le cas des éléments lourds. La figure 146 représente les courbes relevées pour le plomb, qui permettent de juger du rôle respectif des trois mécanismes d'absorption pour différentes valeurs de l'énergie des photons γ.

6. Remarquons en guise de conclusion aux trois derniers paragraphes qu'une particule chargée se déplaçant dans l'air donne naissance en moyenne à une paire d'ions de signes contraires en subissant une perte d'énergie de 33 eV. Par exemple, une particule α ayant une énergie de 5 MeV forme dans l'air $5\cdot 10^6 : 33 \approx 150\,000$ paires d'ions. Le pouvoir ionisant d'une particule chargée se déplaçant dans d'autres milieux est à peu près le même que dans l'air. Les photons γ possèdent à peu près le même pouvoir ionisant, puisqu'ils cèdent leur énergie aux électrons du milieu qu'ils traversent. Mais à la différence des particules chargées le pouvoir de pénétration des photons γ est très grand. Lorsqu'on bombarde un matériau avec des particules chargées, seule une mince couche superficielle s'ionise, tandis qu'une irradiation par les photons γ provoque l'ionisation sur toute l'épaisseur du matériau.

§ 83. Autres manifestations de l'interaction des particules nucléaires avec la matière

1. Le ralentissement des particules chargées lors du passage dans la matière s'effectue par l'intermédiaire de leur interaction coulombienne non seulement avec les électrons mais aussi avec les *noyaux atomiques*. Ce sont des chocs élastiques avec transfert d'énergie. Les pertes d'énergie que subit la particule chargée sont données par une formule semblable à (80.2):

$$-\left(\frac{d\mathscr{E}}{dx}\right)_{\text{noy. coul}} = \frac{4\pi z^2 Z^2 e^4 N}{M_{\text{noy}} v^2} \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}} = \frac{m_e}{m_p} \frac{Z}{A} \left(-\frac{d\mathscr{E}}{dx}\right)_{\text{él}}, \tag{83.1}$$

où $N = n/Z$ est le nombre de noyaux par unité de volume et m_p la masse du proton. Pour faire une comparaison qualitative avec la formule (80.2) on peut négliger le terme logarithmique puisque

c'est le facteur $\frac{m_e}{m_p}\frac{Z}{A} \approx 1/4000$ qui importe. Ce facteur apparaît pour tenir compte des différences entre les masses et les charges de l'électron et du noyau atomique. C'est grâce à la présence de ce facteur que le ralentissement coulombien déterminé par les noyaux atomiques est des milliers de fois plus faible que celui déterminé par les électrons. Mais en raison de la masse importante du noyau la diffusion coulombienne sur les noyaux s'effectue à de grands angles et même en arrière à la suite d'actes de diffusion isolés. C'est précisément l'effet qui permit à Rutherford de conclure à l'existence du noyau atomique (cf. § 9).

2. Toutes les particules, à l'exception des photons, des neutrinos, des électrons, des positons et des muons, sont susceptibles de participer à des interactions (nucléaires) fortes. Ces particules sont désignées sous le nom d'*hadrons*. Les interactions fortes entre les hadrons chargés positivement et les noyaux atomiques commencent à partir des énergies de $\sim$ 20 à 30 MeV (dans le cas d'hadrons chargés négativement il n'y a pas de barrière coulombienne). Comme ces interactions ne se manifestent qu'à des distances comparables aux dimensions du noyau atomique, dans le cas de l'interaction forte une particule entre en collision avec le noyau près de $Z\,(R_{at}/R_{noy})^2 \sim$ $\sim 10^{10}\,Z$ fois plus rarement qu'avec les électrons lors des interactions coulombiennes. Lors de son mouvement dans une substance la particule éprouve un ralentissement dû à l'ionisation, mais n'éprouve que très rarement une collision nucléaire. C'est ce qui permet de caractériser le fonctionnement des détecteurs de particules nucléaires chargées sans tenir compte de l'éventualité des collisions nucléaires (par exemple la chambre de Wilson ou la chambre à bulles). On n'y tient compte que du ralentissement dû à l'ionisation du milieu qui n'affecte pas la trace rectiligne de la particule incidente lourde en raison de la faible masse de l'électron. Mais à chaque collision nucléaire la particule incidente subit une brusque déflexion (diffusion à grand angle) ou une absorption, ou bien donne naissance à de nouvelles particules. Ces actes sont repérés par la brisure de la trace, la variation de son épaisseur et de sa longueur, l'apparition de nouvelles traces issues d'un même point (« étoile »). Lors du calcul de la « radioprotection » dans les accélérateurs relativistes et les vaisseaux spatiaux il est nécessaire de tenir compte de l'éventualité de collisions nucléaires.

3. Lorsque la vitesse de la particule chargée est supérieure à la vitesse de phase de la lumière dans le milieu considéré, on voit apparaître le *rayonnement de Vavilov-Cerenkov* (cf. § 6 et tome IV, § 38). Ce rayonnement constitue une perte d'énergie pour la particule. Ces pertes sont déjà incluses dans les pertes d'ionisation que nous avons établies et sont du même ordre de grandeur que les pertes radiatives. Connaissant l'angle ϑ sous lequel se propage le rayonne-

ment de Vavilov-Cerenkov, on arrive à déterminer la vitesse de la particule et c'est à cela que servent les compteurs Cerenkov. Si l'on connaît encore l'impulsion de la particule (par mesure de l'incurvation de la trajectoire de la particule due à l'application d'un champ magnétique), on arrive à préciser l'espèce de la particule (des particules différentes peuvent être indiscernables du point de vue de l'ionisation relativiste). C'est pour cela que les compteurs Cerenkov font partie des détecteurs de particules.

4. Lorsque des positons traversent la matière, en plus des pertes d'ionisation et de rayonnement ils subissent des *pertes d'annihilation* (e^+, e^-) en engendrant deux photons d'annihilation

$$e^+ + e^- \to \gamma + \gamma.$$

Aux grandes énergies la section de ce processus est inférieure à la section d'ionisation. Dans le cas de positons lents, c'est la section d'annihilation qui est déterminante.

5. Lorsque les photons γ sont absorbés par un noyau, ils peuvent provoquer un *effet photoélectrique nucléaire* consistant à arracher des nucléons (généralement des neutrons) au noyau ou provoquer la fission du noyau atomique. Ces processus ne participent pratiquement pas à l'absorption des rayons γ. Le seuil de l'effet photoélectrique nucléaire correspond à l'énergie de liaison des nucléons dans le noyau, c'est-à-dire à une énergie de 6 à 10 MeV. Les sections efficaces de ces processus croissent généralement avec le numéro atomique Z. Si l'énergie du photon γ est de beaucoup supérieure à l'énergie de liaison moyenne du nucléon, on peut s'attendre à la photodésintégration du noyau avec éjection de plusieurs nucléons (neutrons et protons). Pour une énergie des photons γ supérieure à $2m_\mu c^2 = 212$ MeV (m_μ — masse du muon), le champ coulombien du noyau est le siège de la création de paires de muons (μ^+, μ^-) qui est un processus analogue à la création de paires électron-positon. Pour $\mathcal{E} > m_\pi c^2 \approx 140$ MeV (m_π— masse du méson π) on observe la photogénération de mésons π par le noyau. L'absorption du rayonnement γ de hautes énergies résultant de ces différents processus est négligeable devant l'absorption résultant de la création de paires électron-positon dans le champ coulombien du noyau.

6. Le rayonnement de freinage des électrons s'accompagne de la production d'intenses flux de photons γ dirigés principalement en avant. Une radioprotection sérieuse s'impose, car le pouvoir de pénétration des photons γ est notablement supérieur à celui des électrons.

Lorsqu'un électron, un positon ou un photon γ ayant une énergie de 1 GeV environ se propagent dans la matière, ils donnent naissance à des *avalanches de paires électron-positon*. La particule primaire, un électron par exemple, étant ralentie dans le champ électrique d'un noyau, émet un photon γ de grande énergie. Ce photon

donne naissance à une paire électron-positon dans le champ électrique d'un autre noyau. Le freinage de l'électron et du positon de cette paire s'accompagne de l'émission de deux nouveaux photons γ, etc. Ainsi apparaît un flux de particules se propageant pratiquement suivant la direction de propagation de la particule incidente, puisque toutes ces particules sont relativistes. Ce flux de particules constitue ce qu'on appelle une *gerbe*. L'intensité du flux de particules d'une gerbe augmente d'abord très rapidement, puis commence à diminuer après un certain trajet dans la matière. Lorsque l'énergie de particules isolées d'une gerbe diminue jusqu'à une valeur où les pertes d'ionisation commencent à prédominer sur les pertes radiatives, la gerbe disparaît. Des processus multiples de création de particules variées peuvent être initiés par des particules chargées lourdes (protons, mésons $\pi^{\pm}$, etc.). On a observé ces processus d'abord dans l'atmosphère terrestre où ils étaient déterminés par les particules des rayons cosmiques de haute énergie (cf. § 103, 12). Les gerbes de particules créées par les particules primaires d'une énergie $\mathcal{E} \gtrsim 10^5$ GeV contiennent 10^6 à 10^9 particules et portent le nom de *grandes gerbes d'Auger*. Une gerbe d'Auger peut couvrir une surface terrestre de plusieurs km^2. Actuellement l'étude des processus multiples s'effectue surtout à l'aide d'accélérateurs de particules.

7. Les particules incidentes de grandes énergies entrant en collision inélastique avec les noyaux atomiques peuvent provoquer leur destruction partielle en provoquant l'éjection de protons ou de neutrons ou d'autres transformations nucléaires. Ainsi apparaissent de nouveaux noyaux atomiques et de nouveaux isotopes des éléments chimiques. Ces isotopes sont généralement radioactifs et la substance acquiert ainsi une *radioactivité artificielle* (*induite*). Les réactions d'arrachement des protons ou des nucléons à un noyau cible ainsi que les autres types de réactions induites par irradiation par des électrons ou des rayons γ sont fortement endothermiques et se caractérisent par un seuil de $\sim$10 MeV. Mais même pour des énergies supérieures à ce seuil, par suite de la faiblesse des interactions électromagnétiques la section efficace de ces processus est très petite, de plusieurs ordres de grandeur inférieure à l'aire de la section droite du noyau atomique. La *barrière de potentiel coulombienne* qui est particulièrement haute chez les noyaux lourds s'oppose à la pénétration des protons et des particules α dans le noyau. Il s'ensuit que le bombardement par les protons et les particules α ne peut créer une radioactivité induite notable que s'ils possèdent une énergie relativement élevée (en tout cas supérieure à 10 MeV environ). On notera que les particules α et β ainsi que les rayons γ émis lors des désintégrations radioactives des noyaux ne possèdent qu'une énergie de quelques MeV seulement et ne peuvent donc créer une radioactivité induite.

CHAPITRE XII

SOURCES DES PARTICULES NUCLÉAIRES ET LEUR DÉTECTION

§ 84. Les accélérateurs

1. Si l'on exclut la détermination de certaines propriétés statiques des noyaux (spins, moments quadrupolaires électriques et magnétiques), le seul procédé permettant d'étudier les noyaux et les particules élémentaires consiste à provoquer la collision de particules différentes et d'en analyser les résultats grâce à la détection des particules formées. Initialement (dans les expériences de Rutherford et d'autres chercheurs) on utilisa les particules α et β émises lors de la désintégration des noyaux radioactifs naturels, ainsi que les particules de grande énergie faisant partie des rayons cosmiques. Depuis l'invention des accélérateurs la majorité de ces recherches sont réalisées en utilisant des particules chargées accélérées de façon artificielle dans les champs électrique et magnétique.

Les *accélérateurs* sont des installations très compliquées. Leur construction et leur fonctionnement concernent l'électrotechnique et non pas la physique subatomique, mais leur importance pour cette dernière et pour la physique des particules élémentaires est tellement grande (on pourrait dire même qu'elle est déterminante) qu'une bonne connaissance des principes de fonctionnement des accélérateurs est absolument indispensable. Dans ce paragraphe on exposera donc brièvement les principes de fonctionnement des accélérateurs en omettant de nombreuses questions aussi bien techniques que physiques malgré toute leur importance. Outre les applications en physique expérimentale, les accélérateurs trouvent de plus en plus d'applications dans différents autres domaines scientifiques (chimie, biophysique, géophysique) et technologiques (stérilisation des produits d'alimentation, défectoscopie, radiothérapie, etc.). On n'envisagera aucune de ces applications.

Pour assurer les collisions entre particules, les particules lourdes sont maintenues au repos et constituent la *cible* et les particules plus légères constituent le *faisceau accéléré* qui bombarde la cible. Dans les accélérateurs à anneaux de collision les faisceaux de particules accélérées sont envoyés l'un sur l'autre, de sorte que les notions de cible et de faisceau incident perdent leur signification. On ne peut

utiliser en qualité de cibles que les particules et les noyaux dont sont formés les corps macroscopiques et qui vivent assez longtemps (plusieurs minutes au moins) ainsi que le proton et l'électron. On n'arrive pas à réaliser de cibles avec aucune autre particule ou aucun autre noyau. On ne dispose donc d'aucune donnée expérimentale directe relative à la diffusion des neutrons sur des neutrons, tandis que la diffusion des neutrons sur les protons et surtout celle des protons sur les protons ont fait l'objet d'études expérimentales précises.

En ce qui concerne les particules accélérées, dans la plupart des accélérateurs on obtient des faisceaux de protons et d'électrons accélérés. On accélère aussi des faisceaux de deutons et de particules α. Il existe quelques accélérateurs d'ions lourds : d'ions de carbone, d'azote, d'oxygène, etc., portant plusieurs charges. Ces accélérateurs sont utilisés d'une part pour la synthèse d'éléments transuraniens superlourds (cf. § 94) ainsi que pour la recherche de matière nucléaire superlourde. On a élaboré des sources pour l'accélération des positons et des antiprotons. L'énergie des particules chargées accélérées varie de quelques MeV jusqu'à des centaines de GeV. Aucune difficulté de principe n'impose une limite supérieure à l'énergie et celle-ci ne dépend que du niveau de développement de la technique. La limite supérieure de l'énergie des particules accélérées est multipliée par 10 toutes les décennies.

2. Le premier accélérateur qui a été utilisé en physique nucléaire (années 30) est le *générateur électrostatique de Van de Graaff* (1901-1967). Le principe de fonctionnement de cette machine a été exposé dans le tome III, § 11). Dans la partie intérieure de la sphère métallique creuse qu'on porte à un potentiel très élevé, pénètre un tube accélérateur où règne un vide élevé. C'est dans ce tube que sont injectées et accélérées les particules chargées. Lorsque la machine fonctionne, la tension appliquée au tube accélérateur s'élève jusqu'à ce que le courant de fuite devienne égal au courant de charge, i.e. le courant qui est dû au mouvement de la courroie de transport des charges, ou encore jusqu'à ce que se produise le claquage. La limite supérieure de la tension appliquée au tube accélérateur dépend de la tension de claquage entre la sphère métallique et les objets environnants. Les accélérateurs de type Van de Graaff usuels permettent d'obtenir des tensions d'accélération atteignant 2 à 5 MV et les accélérateurs perfectionnés une tension de 15 à 20 MV.

Un montage simple permet de doubler la tension effective du générateur de Van de Graaff. On utilise pour cela deux tubes accélérateurs disposés dans le prolongement l'un de l'autre et on dispose entre les deux l'électrode haute tension (positive) ; on y dispose aussi une feuille métallique mince. Près de l'extrémité supérieure du tube du haut on dispose la source d'ions et à la partie inférieure du tube du bas se trouve l'orifice de sortie. Comme la source d'ions et l'orifice de sortie sont mis à la terre, ils se trouvent au potentiel

zéro. La source doit injecter des ions négatifs, i.e. des particules contenant un excès d'électrons. Le plus souvent il s'agit d'ions hydrogène ou deutérium. On les obtient en injectant de l'hydrogène ou du deutérium dans la région de la décharge électrique; les molécules gazeuses s'y dissocient et les atomes s'ionisent. Par ce procédé on obtient généralement des ions positifs, mais une partie des ions portent des charges négatives. Dans ce dernier cas, à la suite de l'ionisation d'un atome d'hydrogène, l'ion se compose d'un proton autour duquel gravitent deux électrons faiblement liés au proton. Les ions négatifs se dirigent vers l'électrode positive portée à un potentiel élevé et subissent une accélération jusqu'à un potentiel déterminé. A la fin du trajet dans le tube accélérateur, les ions négatifs passent au travers de la feuille métallique qui les dépouille de leurs électrons. L'ion négatif y est transformé en ion positif et continue son chemin vers l'orifice de sortie sous l'action de la répulsion qu'il éprouve de la part de l'électrode positive à haute tension. L'ion positif acquiert donc sur le trajet vers l'orifice de sortie une énergie égale à celle qu'il avait obtenue sur la première partie du trajet. L'accélérateur fondé sur ce principe est appelé *tandem*. Comparé au générateur de Van de Graaff ordinaire, le tandem présente l'avantage que la source de gaz se trouve au potentiel de la terre au lieu d'être portée à un potentiel élevé, ce qui facilite son alimentation et sa commande.

Le principal défaut du générateur de Van de Graaff est que l'énergie du faisceau est rigoureusement limitée. Mais il présente aussi certains avantages dont le plus notable est la haute monochromaticité du faisceau (jusqu'à 10^{-6}, résultat meilleur que sur tout autre accélérateur) et la facilité de contrôle de l'énergie des particules accélérées. C'est ce qui a permis de mesurer, à l'aide d'un générateur de Van de Graaff, la section efficace de diffusion du proton sur un proton aux basses énergies et ce avec une précision inaccessible dans les mesures de n'importe quelle autre section efficace en physique nucléaire. C'est pour cela que le générateur de Van de Graaff est toujours en usage pour les recherches impliquant des énergies faibles. Un autre avantage de ce générateur est la possibilité de produire des faisceaux de grande puissance avec un rendement élevé. L'intensité de courant atteint dans les faisceaux plusieurs centaines de microampères.

3. Passons maintenant à la description des *accélérateurs linéaires*. Ils appartiennent à la classe des accélérateurs à résonance puisque l'accélération des particules chargées y est assurée par des champs alternatifs de haute fréquence, dont la fréquence est strictement accordée sur la vitesse du mouvement de la particule accélérée. L'accélérateur de ce type le plus simple est l'*accélérateur de Wideröe* (né en 1902) qui comporte une succession d'électrodes cylindriques creuses appelées *tubes de dérive*, de longueurs croissantes, qui sont associées comme indiqué sur le schéma de la figure 147. Les tubes de

dérive impaires sont connectés à l'un des pôles d'un générateur de tension alternative et les tubes paires sont connectés à son autre pôle. Cet accélérateur fonctionne en régime d'impulsion en ce sens qu'il produit non pas un flux continu de particules accélérées, mais des paquets (bunch) de particules individuellement accélérés. Dans

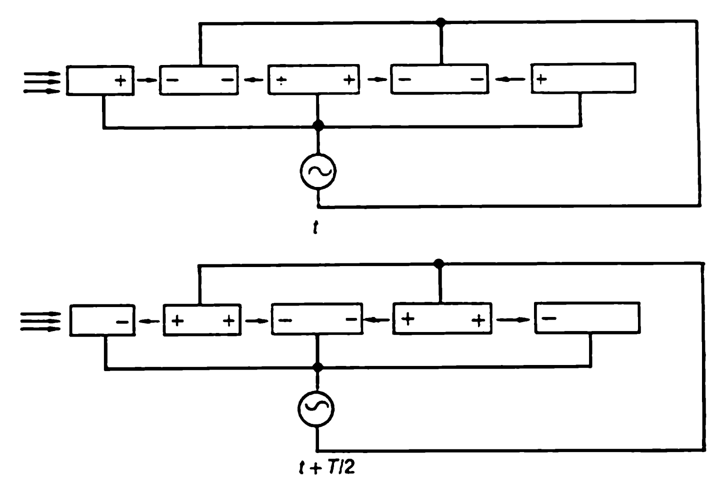


Fig. 147

la partie supérieure de la figure 147 on a indiqué les signes des charges portées par les tubes, ainsi que les sens des champs électriques dans les zones de transition entre les tubes à un instant donné. Sur la partie inférieure de la même figure on a représenté la situation au bout d'une demi-période du générateur de courant alternatif. Considérons une particule chargée positivement (un proton) qui pénètre dans la première zone de transition entre les tubes de dérive en se déplaçant dans le sens du champ électrique. Dans ces conditions la vitesse de la particule augmentera. Après cela elle pénètre dans le tube de dérive suivant et s'y déplace par inertie puisque le champ électrique ne pénètre pas à l'intérieur d'un tube métallique. Lorsque la particule s'approche de la deuxième zone de transition entre les tubes, le sens du champ électrique s'inverse, de sorte que la particule y subit une nouvelle accélération. La même chose se produit dans toutes les autres zones de transition entre les tubes de dérive.

Dans chaque zone de transition séparant les tubes de dérive successifs, la particule subit une accélération. Il faut pour cela que les longueurs des tubes qui se suivent augmentent proportionnellement aux vitesses acquises par la particule. Mais pour que les tubes de dérive ne deviennent pas trop longs, il faut utiliser des générateurs de haute fréquence.

Dans ce qui précède on a admis implicitement que les phases des tensions d'accélération appliquées aux tubes adjacents variaient de façon synchrone. En pratique le synchronisme idéal est perturbé en raison de la vitesse de propagation finie des perturbations électromagnétiques. Cette circonstance ne joue aucun rôle tant que la vitesse de la particule est petite, mais lorsque celle-ci s'approche de la vitesse de la lumière, le défaut de synchronisme devient important et on doit en tenir compte. De ce fait les accélérateurs linéaires de ce type ne peuvent produire que des particules accélérées (protons) d'énergie relativement faible (jusqu'à $\sim$10 MeV). De nos

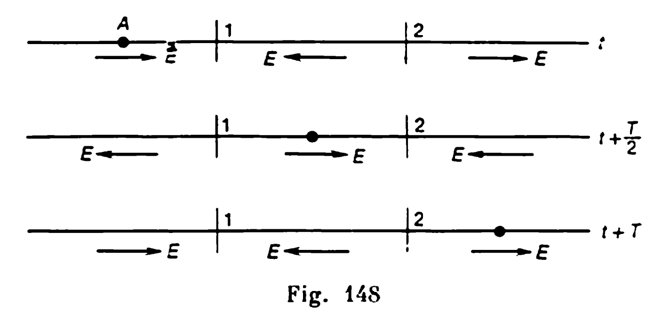


Fig. 148

jours ces accélérateurs ne sont que rarement utilisés et lorsqu'ils le sont c'est au stade de préaccélération lorsque la vitesse des particules est petite devant celle de la lumière.

4. Alvarez (né en 1911) suggéra et construisit un accélérateur linéaire à résonance dans lequel les tubes de dérive ne sont pas connectés aux pôles d'un générateur de haute tension. L'accélérateur d'Alvarez se compose d'un tube cylindrique (cavité résonante) dans lequel on excite une onde électromagnétique stationnaire de type électrique, i.e. une onde dont le vecteur électrique est parallèle à l'axe du tube. Dans cette cavité résonante le champ électrique est de la forme $E = A(r) \cos kx \cos \omega t$, la coordonnée x étant mesurée suivant l'axe du tube et l'amplitude $A(r)$ étant fonction de la distance r jusqu'à l'axe du tube. La fréquence ω ne peut être arbitraire puisque en raison des conditions aux limites (parois) on ne peut exciter dans la cavité que des ondes stationnaires de longueurs d'onde bien déterminées. On conçoit que cette limitation de fréquence n'existe pas dans l'accélérateur de Wideröe. Aux nœuds 1, 2, . . . le champ électrique s'annule, comme le montre la figure 148. A chaque demi-période T le champ électrique s'inverse.

Supposons qu'une particule chargée positivement se déplace dans un tel champ électrique avec la vitesse v et qu'elle se trouve au point A à l'instant où le champ électrique est maximal. Dans ce cas la particule sera accélérée ou plus exactement verra s'accroître son énergie. Supposons qu'au bout d'un quart de période la particule se

trouve à l'emplacement du nœud 1 où le champ électrique s'annule. A cet instant le champ E s'inverse partout et pourra donc accélérer la particule sur le trajet entre les nœuds 1 et 2. La particule doit parvenir au nœud 2 à l'instant où le champ électrique s'inverse à nouveau. Par conséquent, au-delà du nœud 2 le mouvement de la particule sera encore accéléré. Le même raisonnement s'applique au mouvement de la particule entre les nœuds 2 et 3, 3 et 4, etc. Pour que la particule soit partout animée d'un mouvement accéléré, sa vitesse v doit vérifier la relation

$$v = (\lambda/2) : (T/2) = \lambda/T = v_{\text{ph}}, \qquad (84.1)$$

où v_{ph} est la vitesse de phase de l'onde électromagnétique le long du tube. Or, dans un tube ne contenant aucune matière, la vitesse de phase est toujours supérieure à la vitesse de la lumière c dans le vide. Il s'ensuit que la particule ne peut posséder la vitesse de phase v_{ph}. Dans les conditions réellement existantes la particule traversera successivement des régions d'accélération et de décélération. Alvarez surmonta cette difficulté en disposant sur les régions de décélération des tubes de dérive afin d'y supprimer le champ électrique. Ces tubes de dérive ne sont connectés à aucune source de haute tension puisqu'ils se chargent d'eux-mêmes dans le champ électromagnétique oscillant.

Bien entendu, les ondes électromagnétiques se propageant dans une cavité cylindrique comportant des tubes de dérive ne sauraient avoir une configuration aussi simple qu'en l'absence de ces tubes. Le champ est expulsé des régions occupées par les tubes vers les zones de transition entre les tubes. Mais cela ne joue aucun rôle, car il importe seulement que les particules parviennent jusqu'aux régions d'accélération situées entre les tubes de dérive et qu'elles se déplacent ensuite à l'intérieur de ces tubes en champ nul. Il faut pour cela que la longueur des tubes de dérive augmente avec la vitesse des particules suivant une certaine loi. La particule doit passer à travers les tubes de dérive pendant les demi-périodes au cours desquelles le champ électrique aurait freiné son mouvement en l'absence des tubes de dérive. En conséquence la longueur d'un tube de dérive doit être liée à la vitesse des particules par la relation

$$l = v\frac{T}{2} = \frac{v}{c}\frac{cT}{2} = \frac{v}{c}\frac{\lambda}{2}. \qquad (84.2)$$

Cette relation reste valable dans le cas d'un mouvement non uniforme des particules accélérées, à condition d'entendre par v la vitesse de la particule à l'instant de son passage à travers le tube de dérive considéré. La même relation s'applique à l'accélérateur de Wideröe.

5. On peut expliquer autrement le fonctionnement d'une cavité résonante en qualité d'accélérateur. Représentons l'onde station-

naire existant dans la cavité résonante sous la forme d'une superposition de deux ondes progressives de mêmes fréquences se propageant en sens diamétralement opposés :

$$A \cos kx \cos \omega t = \frac{A}{2} \cos (\omega t - kx) + \frac{A}{2} \cos (\omega t + kx).$$

La première onde est dite *directe*, la seconde *rétrograde*. Supposons qu'une particule se propage avec la vitesse de phase $v = \omega/c$ en restant constamment sur la crête de l'onde directe $\frac{A}{2} \cos (\omega t - kx)$. La particule sera donc constamment accélérée par cette onde. L'onde rétrograde exercera sur la particule alternativement des actions accélérante et décélérante, qui alternent à très haute fréquence. Cela détermine l'apparition de vibrations petites mais rapides autour d'un mouvement moyenné monotone de la particule de peu d'importance. Bien entendu, pour expliquer l'apparition de ces vibrations il n'est pas nécessaire de décomposer l'onde stationnaire en deux ondes progressives puisqu'il suffit de remarquer que toutes les particules du faisceau ne parviennent pas aux nœuds du champ électrique aux instants précis où se produit l'inversion du champ électrique. Certaines particules sont donc en retard par rapport à la particule qui arrive aux nœuds exactement aux instants d'inversion du champ électrique, ce qui nuit à la monochromaticité du faisceau et détermine l'apparition de phénomènes oscillatoires.

Pour accélérer les particules on peut utiliser seulement l'onde directe et éliminer l'action nuisible de l'onde rétrograde. Le dispositif correspondant est appelé *accélérateur à onde progressive*. Pour que les particules soient réellement accélérées il faut ralentir l'onde directe en réduisant sa vitesse de phase à une valeur inférieure à la vitesse de la lumière dans le vide. Pour cela on utilise des guides d'onde « chargés », i.e. comportant des parois de séparation dans lesquelles on ménage un passage assez large pour le faisceau de particules. Dans ces conditions la vitesse de phase de l'onde ainsi que la vitesse des particules augmentent lentement le long du guide d'onde. Cet accroissement de la vitesse de l'onde devient superflu dans le cas d'électrons ultrarelativistes lorsque leur vitesse a pratiquement atteint la vitesse de la lumière dans le vide. Les guides d'onde assurant une lente croissance de la vitesse de phase ne peuvent être utilisés que pour l'accélération de particules déjà animées d'une vitesse suffisamment grande, car avec ces guides d'onde on n'arrive pas à ralentir notablement les ondes qui s'y propagent (en comparaison avec le vide). Dans l'accélérateur d'Alvarez les extrémités du tube (de la cavité résonante) sont fermées par des couvercles conducteurs sur lesquels les ondes électromagnétiques se réfléchissent, ce qui conduit à la formation d'ondes stationnaires. Dans les accélérateurs à onde progressive il faut éliminer la réflexion sur le bout extérieur.

A cette fin, on attache à l'extrémité arrière du tube une cavité résonante d'une certaine longueur dans laquelle l'onde incidente vient dissiper la chaleur de Joule.

En 1964, on a construit à Kharkov, à l'Institut de Physique appliquée auprès de l'Académie des Sciences d'Ukraine, un grand accélérateur linéaire à onde progressive permettant de communiquer aux électrons une énergie de 1,8 GeV. Cet accélérateur a une longueur de 240 m. Le plus grand accélérateur linéaire du monde, également à onde progressive, a été construit à Stanford aux U.S.A. Sa longueur est de 3,05 km et il communique aux électrons une énergie de 22,3 GeV. Pour ralentir les ondes électromagnétiques on dispose dans le guide d'onde des diaphragmes qui le divisent en cellules isolées qu'on peut assimiler à des cavités résonantes linéaires dans lesquelles l'onde progressive excite un champ électromagnétique. Par suite des pertes inévitables sur les parois, l'amplitude de l'onde diminue tout le long du guide d'onde; pour son entretien on utilise des générateurs d'appoint spécialement conçus qui sont répartis sur toute la longueur de l'accélérateur. L'accélérateur de Stanford comporte 80 000 générateurs d'appoint.

Les accélérateurs linéaires sont des appareils très onéreux. Dans les grands accélérateurs de protons l'accroissement d'énergie d'un proton est égal à 1-1,5 MeV par mètre de longueur; pour les électrons cet accroissement est égal à 10 MeV. L'énergie maximale du faisceau de particules est déterminée presque exclusivement par la qualité des cavités résonantes où s'effectue l'accélération et par celle des sources d'énergie HF.

Actuellement se trouve en voie d'achèvement l'accélérateur à anneaux de collision que l'on construit à Stanford sur la base de l'accélérateur linéaire. L'énergie du nouvel accélérateur sera portée à 50 GeV. Les électrons et les positons sont accélérés dans l'accélérateur linéaire, puis sont injectés par parties dans un anneau sous vide où, après avoir parcouru des trajectoires semi-circulaires, les deux faisceaux entrent en collision.

A l'Institut de la Physique nucléaire auprès de la section sibérienne de l'Académie des Sciences de l'U.R.S.S., on met en chantier un accélérateur de même type qui permettra de produire des faisceaux de collision e^-e^+ avec un taux d'accélération de 100 MeV/m. On pourra obtenir sur une longueur d'accélération raisonnable des faisceaux de collision de 500 × 500 GeV et même de 1000 × 1000 GeV. Avec ce taux d'accélération on pourra même porter à 1000 GeV des particules instables telles que les mésons $\pi^\pm$. La production de gradients de champs aussi importants se fonde sur de nouvelles technologies (vide poussé, finition des surfaces, etc.).

On connaît plusieurs accélérateurs linéaires de faisceaux de protons de grande intensité (fabriques de mésons):

Los Alamos — 800 GeV en exploitation, Académie des Sciences

de l'U.R.S.S. (Krasnaïa Pakhra) — 680 GeV en construction aux environs de Moscou.

Un avantage important des accélérateurs linéaires d'électrons est qu'en raison de leur trajectoire rectiligne ils n'émettent pratiquement aucun rayonnement électromagnétique (pas de pertes à la sortie, d'où grand rendement). L'inconvénient majeur est que les particules accélérées arrivent par paquets d'une durée tellement courte que les dispositifs électroniques n'arrivent pas à les contrôler.

Les accélérateurs linéaires de grande intensité peuvent avoir d'importantes applications pratiques, par exemple pour la fabrication de combustibles nucléaires tels que ^{239}Pu, ^{233}U à partir de ^{238}U, ^{232}Th (cf. § 95, 11).

6. Dans les *accélérateurs cycliques* la particule, au lieu de passer une seule fois à travers une longue suite de cavités résonantes où

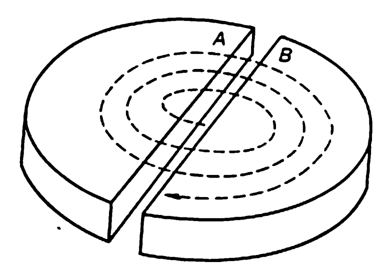


Fig. 149

elle est accélérée, retourne périodiquement dans les mêmes cavités résonantes. Le coût de l'accélérateur s'en trouve grandement diminué. Le premier accélérateur cyclique a été construit en 1930 par Lawrence (1901-1958) et reçut le nom de *cyclotron*. Pour comprendre son principe de fonctionnement il faut se remémorer qu'en présence d'un champ magnétique H constant uniforme une particule chargée dont la vitesse est perpendiculaire à H décrit une trajectoire circulaire à la fréquence cyclique

$$\Omega = \frac{eH}{mc}, \tag{84.3}$$

donc avec une période de révolution $T = 2\pi/\Omega$. Il est essentiel que pour le mouvement non relativiste la période T soit *indépendante* de la vitesse de la particule. C'est ce fait qui est mis à profit dans le cyclotron.

Le cyclotron se présente sous la forme de deux boîtes métalliques semi-circulaires plates A et B appelées *Dee* (fig. 149) que l'on place dans l'entrefer d'un aimant (ou d'un électro-aimant) où règne un champ magnétique uniforme. Les Dee sont portés à une tension alternative de fréquence Ω (formule (84.3)) fournie par

un générateur HF. La source d'ions (positifs) est un arc allumé au centre du cyclotron entre une cathode incandescente et une paroi de la cavité servant d'anode. Par pompage continu on maintient dans les Dee un vide de 10^{-4} à 10^{-5} mm Hg, tandis qu'au centre de la cavité où est allumé l'arc la pression est près de 100 fois plus grande. Un ion positif s'échappant de l'arc est attiré par le Dee porté à un potentiel négatif et subit une accélération. A l'intérieur d'un Dee l'ion est animé d'un mouvement uniforme et y décrit une trajectoire semi-circulaire. Au bout d'un temps $T/2$ cet ion parvient à l'espacement entre les Dee du côté opposé au centre. A cet instant le champ électrique s'inverse et l'ion se trouve à nouveau soumis à un champ accélérateur et son énergie augmente. Après cela, pendant le temps $T/2$, l'ion décrit, avec la vitesse acquise, une trajectoire semi-circulaire dans le second Dee. Au bout du temps $T/2$ il parvient à la zone d'accélération entre les Dee à l'instant où le champ électrique s'inverse et y subira donc une nouvelle accélération. Le même processus se répète un certain nombre de fois et l'ion subit des accélérations après chaque intervalle de temps $T/2$. Après avoir décrit la spirale, sur la dernière spire de celle-ci le faisceau d'ions passe entre des plaques de déviation par champ électrique et sort de l'appareil. L'intensité du champ accélérateur est limitée par l'éventualité de claquage et généralement ne dépasse pas 100 kV.

L'énergie acquise par la particule à la sortie de l'appareil ne dépend pas de l'intensité du champ accélérateur. Elle est déterminée par l'intensité H du champ magnétique et par le rayon R de la cavité cylindrique où règne ce champ. En effet la vitesse acquise par la particule $v = \Omega R$ et son énergie cinétique est

$$\mathcal{E} = \frac{1}{2} m\Omega^2 R^2 = \frac{1}{2} \frac{(eHR)^2}{mc^2}. \tag{84.4}$$

Avec $H = 15$ kG et $R = 0,4$ m, dans le cas de l'accélération de protons ($mc^2 = 938$ MeV) on trouve

$$\mathcal{E} = \frac{1}{2} \frac{(4,8\cdot 10^{-10}\cdot 1,5\cdot 10^{4}\cdot 40)^2}{938\cdot 10^{6}\cdot 1,6\cdot 10^{-12}} \text{ ergs} =$$

$$= \frac{1}{2} \frac{(4.8\cdot 1.5\cdot 4\cdot 10^{-5})^2}{938\cdot 1,6\cdot 10^{-6}\cdot 1,6\cdot 10^{-12}} \text{ eV} = 17\cdot 10^{6} \text{ eV} = 17 \text{ MeV}.$$

Si la tension de crête entre les Dee est égale à 100 kV, chaque fois que le proton parcourt une trajectoire circulaire son énergie s'accroît de 200 keV puisqu'il traverse deux fois la zone d'accélération située entre les Dee. Par conséquent, pour qu'un proton acquière une énergie de 17 MeV il doit exécuter $17\cdot 10^6 : 2\cdot 10^5 = 85$ tours dans le cyclotron.

Pour que le cyclotron assume sa fonction, il faut que la particule reste dans son plan médian ou tout au moins qu'elle revienne dans

ce plan après s'en être écartée (les écarts de part et d'autre de ce plan doivent être petits) sans se perdre dans l'un des Dee. Les cyclotrons réels jouissent justement de la possibilité d'obliger les particules à retourner dans le plan médian grâce à la *focalisation*. Celle-ci est assurée par la non-uniformité du champ magnétique et en partie du champ électrique régnant dans l'espace entre les Dee. L'action focalisante du champ magnétique résulte de ce que son intensité décroît du centre vers la périphérie. En conséquence les lignes de force magnétiques sont convexes vers l'extérieur et se présentent sous la forme d'un tonneau. Une des lignes AB du champ magnétique est représentée sur la figure 150, le champ étant dirigé de bas en haut. Soit une particule chargée positivement. Supposons qu'elle se soit écartée du plan médian CD vers la position M. Se trouvant dans cette position, elle est soumise à l'action du champ magnétique qui l'oblige à se déplacer dans le sens allant du lecteur vers l'arrière du plan de la figure. Cela signifie que la force de Lorentz F possède une composante dirigée suivant la verticale descendante. C'est cette force qui oblige la particule à réintégrer le plan médian CD. Si l'intensité du champ magnétique augmentait trop rapidement avec la distance, les lignes de force magnétiques seraient convexes vers le centre et la force de Lorentz posséderait alors une composante dirigée de bas en haut. Cette composante éloignerait la particule du plan CD qui irait tomber sur la face supérieure du Dee *).

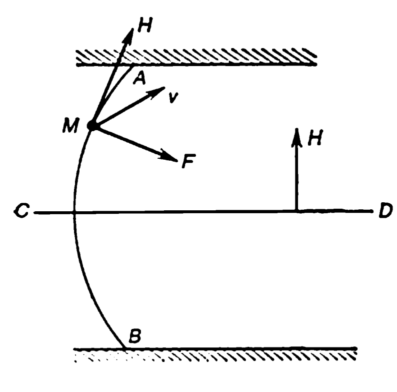


Fig. 150

Un inconvénient majeur du cyclotron réside en ce qu'il ne permet d'accélérer les particules que *jusqu'aux énergies non relativistes*. Ce n'est qu'aux vitesses non relativistes que le mouvement circulaire des particules reste en phase avec les oscillations du champ électrique régnant entre les Dee. Lorsque le mouvement des particules devient relativiste, la formule (84.3) reste valable à condition d'entendre par m non plus la masse au repos de la particule mais sa masse relativiste. Or la masse relativiste et donc la période de révolution T croissent avec l'accélération de la particule et son mouvement n'est plus en phase avec les oscillations du champ électrique.

Il suit de ce qui précède que le cyclotron ne permet d'accélérer

*) L'aptitude des champs magnétiques inhomogènes à confiner les particules est largement utilisée dans différents appareils, notamment dans les installations thermonucléaires (« miroirs magnétiques »).

les protons que jusqu'à 20-25 MeV et qu'il ne peut servir à accélérer les électrons. Dans la gamme des basses énergies le cyclotron qui peut débiter des courants s'élevant à 1 mA surpasse en intensité tous les autres types d'accélérateurs. C'est pour cela que les cyclotrons sont toujours utilisés pour l'étude des réactions nucléaires aux basses énergies, ainsi que pour la fabrication industrielle d'isotopes (présentant un déficit de neutrons) ne pouvant être produits dans les réacteurs nucléaires. Les cyclotrons sont utilisés aussi pour la production de faisceaux de deutons, de particules α, d'ions lourds portant plusieurs charges électriques. On arrive à communiquer aux ions lourds des énergies de plusieurs centaines de MeV, puisque en raison de leurs grandes masses les corrections relativistes ne deviennent notables qu'aux énergies supérieures à celles qui limitent les possibilités d'accélération des protons.

7. Le *synchrocyclotron* permet d'accélérer les particules jusqu'aux énergies relativistes. A la différence du cyclotron l'accélération y est produite par un champ électrique de fréquence lentement variable, à tout instant égale à la fréquence de révolution de la particule, qui diminue à mesure qu'augmente la masse relativiste de la particule. Un tel champ accélère la particule à chacune de ses révolutions en dépit de la variation relativiste de sa masse. Le synchrocyclotron ne peut fonctionner qu'en régime d'impulsion en ce sens qu'à chaque instant l'appareil ne peut accélérer qu'un paquet de particules.

L'une des conditions essentielles du fonctionnement du synchrocyclotron et des autres accélérateurs à résonance modernes permettant de communiquer aux particules des énergies relativistes est le *principe de la stabilité de phase*, qui a été découvert par V. Veksler (1907-1966) en 1944-1945 et indépendamment par McMillan (né en 1907). En effet le mouvement de la particule ne reste jamais en phase avec les oscillations du champ accélérateur dans aucun des accélérateurs cycliques à résonance. En réalité ces fréquences ne sont pas égales. En raison de la dispersion de leurs vitesses, les fréquences de révolution des particules sont elles aussi quelque peu différentes. On peut donc se demander si ces circonstances n'affecteront pas la stabilité des paquets de particules accélérées. S'il en était ainsi les paquets s'étaleraient, se disperseraient et l'appareil ne pourrait plus assumer ses fonctions.

Pour bien comprendre le principe de la stabilité de phase, représentons la variation de l'intensité E du champ électrique régnant dans la zone d'accélération en fonction du temps t. Le champ E est représenté sous la forme d'une sinusoïde, mais sa fréquence varie lentement en fonction du temps. Il importe de remarquer que le temps T que met la particule pour passer d'une zone d'accélération à la zone suivante dépend de l'énergie de la particule. Cette variation de T est déterminée par les actions opposées de deux facteurs. Lors-

que l'énergie de la particule croît, sa vitesse augmente et T diminue, mais la longueur du trajet entre deux accélérations consécutives augmente. L'effet résultant dépend de la construction de l'accélérateur. Dans un accélérateur linéaire à résonance le second facteur ne se manifeste pas et le temps T diminue à mesure que l'énergie de la particule augmente. Dans un autre type d'accélérateur la situation peut être inverse. Posons, pour fixer les idées, que le temps T augmente lorsque l'énergie s'accroît. On pourrait faire l'hypothèse contraire sans que le raisonnement et le résultat final changent.

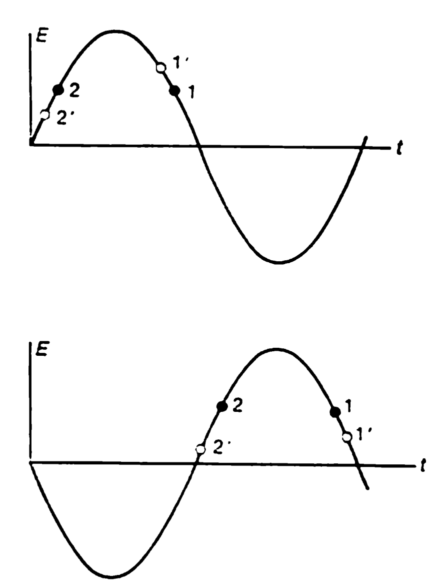


Fig. 151

Considérons deux particules animées de vitesses peu différentes qui sortent d'une zone d'accélération. Lors de l'approche de la zone d'accélération suivante, la particule 1, qui est la plus rapide, précède l'autre particule 1' (partie du haut de la figure 151). Supposons encore que les particules traversent la zone d'accélération lorsque le champ électrique commence à décroître après avoir atteint sa valeur de crête. Dans ces conditions la particule 1' reçoit un plus grand accroissement de vitesse que la particule 1. Pendant le trajet vers l'autre zone d'accélération, la particule 1' commencera à rattraper la particule 1 et il peut même arriver qu'elle la dépasse, comme représenté sur la figure 151 (en bas). Dans ce dernier cas, lors d'une nouvelle traversée de la zone d'accélération, la particule 1' recevra un accroissement de vitesse plus petit que celui que recevra la particule 1. Lors du mouvement ultérieur l'avance de la particule 1' commencera à diminuer et il peut arriver qu'elle retarde à l'instant de pénétrer dans la nouvelle zone d'accélération. Ainsi, lors du mouvement de deux particules rapprochées, la distance qui les sépare peut tantôt augmenter, tantôt diminuer. On peut ajuster la fréquence du champ électrique de manière que la particule 1 soit en résonance, i.e. qu'elle traverse toutes les zones d'accélération aux instants où la phase du champ accélérateur retrouve une même valeur. Dans ce cas les particules proches de la particule 1 exécuteront de petites oscillations autour de la position de cette dernière et le paquet de particules accélérées sera *stable*.

Il apparaît de ce qui précède que cette situation ne peut être réalisée que si le paquet de particules accélérées traverse les zones d'accélération aux instants où le champ accélérateur commence à décroître après avoir passé par le maximum. Si ce champ n'a pas encore atteint sa valeur maximale le retard de la particule $2'$ par rapport à la particule 2 (fig. 150) ne fera qu'augmenter grâce à l'énergie supplémentaire acquise dans les zones d'accélération. Les particules s'éloigneront les unes des autres, ce qui signifie que le paquet s'étalera de plus en plus et finira par se disperser. La situation devient différente si le temps T diminue à mesure que l'énergie de la particule augmente. Dans ce dernier cas le paquet de particules sera stable s'il traverse les zones d'accélération avant que le champ accélérateur aura atteint sa valeur maximale. D'une façon ou d'une autre un paquet stable se forme soit à gauche soit à droite du maximum du champ électrique. Tout près du maximum se situe la particule de résonance. La constitution spontanée d'un paquet de particules stable dans les accélérateurs à résonance correspond à la stabilité de phase.

Les synchrocyclotrons sont utilisés pour accélérer les particules lourdes — protons, deutons, particules α. Ces particules peuvent y acquérir des énergies de l'ordre de 1 GeV et l'accélérateur peut produire de quelques dizaines à quelques centaines de paquets par seconde, chaque paquet contenant $\sim 10^9$ à 10^{10} particules. Dans les synchrocyclotrons l'intensité du faisceau est notablement plus petite que dans les cyclotrons, quoique encore assez importante, de l'ordre de $2 \mu A$ *). La tension d'accélération est ~ 10 à 30 kV. Dans un synchrocyclotron de 700 MeV la particule doit exécuter près de 10^5 révolutions. L'énergie maximale communiquée aux particules y est déterminée par des considérations économiques plutôt que physiques, en premier lieu par le prix élevé de l'électro-aimant. Comme dans les synchrocyclotrons les particules décrivent des spirales depuis le centre jusqu'à la périphérie de la chambre à vide où elles sont en mouvement, l'électro-aimant doit avoir des pièces polaires de grand diamètre. Quelle que soit la vitesse, l'impulsion d'une particule est donnée par la relation

$$p = \frac{eHr}{c}. \tag{84.5}$$

L'aire des pièces polaires de l'aimant croît donc proportionnellement à l'aire de la dernière spire de la spirale, i.e. proportionnellement au carré de l'impulsion de la particule. Le coût de l'aimant croît au même taux, donc très rapidement. C'est ce facteur qui impose une

*) La Suisse dispose aujourd'hui de l'accélérateur SIN ayant une intensité $I = 200\ \mu A$ (et on espère pouvoir la porter à 2 mA). L'intensité de l'accélérateur de Doubna atteindra après modernisation 20 μA.

limite à la gamme des énergies pouvant être économiquement communiquées aux particules dans un synchrocyclotron. Pour des énergies allant de 25 MeV à plusieurs centaines de MeV, l'accélération des protons, des deutons et des particules α dans les synchrocyclotrons est courante.

8. Parmi les accélérateurs utilisant un champ magnétique constant dans le temps, signalons le *microtron* servant à l'accélération des électrons. Le principe du microtron a été exposé en 1944 par V. Veksler, mais le premier appareil expérimental a été mis en service au Canada en 1948. A la différence du cyclotron et du synchrocyclotron la source des électrons à accélérer est placée non pas au centre mais à la périphérie de la région du champ magnétique. C'est également au bord de cette région qu'on dispose la cavité résonante dont chaque traversée par les électrons accroît leur énergie de la valeur de l'énergie au repos de l'électron $m_0c^2 = 0{,}511$ MeV (ou d'une quantité multiple de cette énergie). Après avoir traversé la cavité l'électron décrit une trajectoire circulaire dans le champ magnétique, pénètre à nouveau dans la zone d'accélération où son énergie augmente une nouvelle fois de m_0c^2. Après n passages à travers la zone d'accélération la masse relativiste de l'électron devient égale à $m_n = (n+1)\,m_0$ et la fréquence de révolution devient égale à

$$\omega_n = \frac{eH}{m_nc} = \frac{eH}{(n+1)\,m_0c} = \frac{\omega}{n+1}\,.$$

Ainsi la fréquence de révolution diminue de $(n+1)$ fois par rapport à la fréquence de la particule non relativiste tandis que le temps de révolution augmente d'autant de fois. C'est justement pour cela que l'électron traverse chaque fois la zone d'accélération à l'instant où le champ électrique y est accélérateur.

Après n traversées de la zone d'accélération l'énergie totale de l'électron est donnée par la formule

$$\mathscr{E}_n^2 - (pc)^2 = \mathscr{E}_0^2,$$

d'où

$$pc = \sqrt{n^2+2n}\,\mathscr{E}_0.$$

En se fondant sur la formule (84.5) on en conclut qu'avec l'accroissement de n les rayons des trajectoires circulaires que l'électron décrit dans le champ magnétique du microtron croissent comme $\sqrt{n^2+2n}$. La figure 152 donne une idée des trajectoires circulaires que décrit successivement un électron dans le microtron.

Dans le microtron, comme dans les autres accélérateurs de particules relativistes, la stabilisation de la phase est automatiquement assurée. De ce fait, en plus de l'électron résonant qui est accéléré en passant dans la zone d'accélération à l'instant où le champ électrique y a sa valeur de crête, d'autres électrons qui en sont proches

le sont aussi, mais exécutent de petites oscillations autour de l'électron de résonance. L'amplitude de ces oscillations dépend de l'étendue de la plage de stabilité et détermine de petites oscillations de l'énergie des électrons autour de la valeur moyenne, i.e. détermine un défaut de monochromaticité. Néanmoins la monochromaticité du paquet accéléré reste suffisamment élevée et de ce point de vue le microtron n'est surpassé que par l'accélérateur de Van de Graaff. Le microtron possédant un degré de monochromaticité bien suffisant pour réaliser de nombreuses expériences permet de produire de puissants faisceaux électroniques possédant une énergie que les machines électrostatiques ne peuvent communiquer aux électrons.

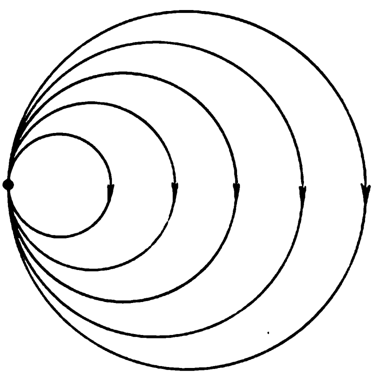


Fig. 152

La plupart des microtrons fonctionnent sur la longueur d'onde $\lambda = 10$ cm. L'intensité du champ magnétique est généralement assez faible, de l'ordre de 1000 gauss. Le diamètre des pièces polaires de l'aimant et celui de la chambre à vide dépendent de la longueur de la dernière, la n-ième orbite: $D_n = \lambda n/\pi$. Le nombre d'orbites est généralement égal à 10-20. Comme le cyclotron, le microtron peut fonctionner en régime continu et en régime d'impulsion. Pour une énergie des particules égale à 5 MeV l'intensité du courant en régime d'impulsion est de 1 à 2 mA. Le courant moyen est généralement un millier de fois plus faible.

L'énergie maximale qu'un microtron peut communiquer aux électrons est estimée à 50-100 MeV. Pour accroître encore l'énergie, il faut minimiser les variations du champ magnétique afin d'assurer la stabilité. Les microtrons existants permettent d'accélérer les électrons jusqu'à 30 MeV; mais l'intensité du faisceau accéléré décroît fortement lorsque l'énergie augmente. Ainsi un microtron accélérant les électrons jusqu'à 13 MeV fournit en impulsion un courant de 100 mA tandis qu'un microtron de 30 MeV ne fournit qu'un courant de 0,05 mA.

On n'utilise les microtrons que pour accélérer les électrons, car même dans le cas de particules aussi légères il faut appliquer aux résonateurs une tension de plus d'un demi-million de volts, ce qui pose de sérieux problèmes techniques.

Si l'on place près d'un résonateur aplati une cible lourde (d'une épaisseur de l'ordre de la longueur de radiation) le freinage des électrons donnera lieu à l'émission de rayons γ de haute énergie. A leur tour ces rayons créent des paires électron-positon. Les positons seront

eux aussi accélérés dans le microtron mais se déplaceront dans le sens opposé au mouvement des électrons.

9. On peut réaliser l'accélération des électrons par un champ électrique tourbillonnaire qui est engendré par la croissance dans le temps d'un champ magnétique à symétrie axiale. Ce principe est mis à profit dans le *bêtatron*. Dans cet accélérateur l'électron tourne sur une orbite stationnaire, i.e. sur une trajectoire circulaire de rayon r constant ; il n'est donc nul besoin d'avoir un champ électrique haute fréquence et de veiller au synchronisme.

Cherchons la condition d'existence d'une orbite stationnaire. L'impulsion p de l'électron croît en module conformément à l'équation $dp/dt = eE$, e étant la valeur absolue de la charge de l'électron et E l'intensité du champ électrique tourbillonnaire sur l'orbite stationnaire. L'intensité E est déterminée par la loi de l'induction

$$2\pi rE = \frac{1}{c}\frac{d\Phi}{dt},$$

le flux magnétique embrassé par l'orbite stationnaire est donné par $\Phi = \pi r^2\bar{H}$, $\bar{H}$ étant l'intensité moyenne du champ magnétique sur l'aire délimitée par l'orbite. On a donc

$$\frac{dp}{dt} = \frac{e}{2\pi rc}\frac{d\Phi}{dt} = \frac{e}{2c}\frac{d\bar{H}}{dt}.$$

D'autre part, en vertu de (84.5), on obtient pour $r = \text{const}$

$$\frac{dp}{dt} = \frac{e}{c}\frac{dH}{dt},$$

où H est l'intensité du champ magnétique sur l'orbite stationnaire. En identifiant les deux dernières formules on trouve après intégration

$$H = \frac{1}{2}\bar{H}. \qquad (84.6)$$

Notons qu'il a été tenu compte de ce que, pour $t = 0$, $H = \bar{H} = 0$, ce qui ne vaut que lors de la croissance dans le temps de l'intensité du champ magnétique. Nul n'est besoin de faire des calculs pour se rendre compte que l'intensité du champ magnétique doit croître et non pas diminuer en fonction du temps puisque l'accélérateur a pour fonction d'accroître l'énergie des électrons. Mais lorsque l'énergie des électrons augmente, il faut les soumettre à un champ magnétique plus fort pour les maintenir sur la même orbite.

Par conséquent, pour qu'une orbite stationnaire puisse exister, il faut que l'intensité du champ magnétique sur l'orbite soit deux fois plus petite que l'intensité moyenne de ce champ sur l'aire délimitée par cette orbite ; il faut encore que le champ magnétique croisse à

partir de zéro en fonction du temps. C'est ce principe qui est à la base de la construction et du fonctionnement du bêtatron.

Dans le bêtatron les électrons sont accélérés jusqu'aux énergies ultrarelativistes, de sorte qu'à la sortie de l'appareil leur énergie cinétique est donnée, conformément à la formule (84.5), par

$$\mathscr{E}_{\text{cin}} = \mathscr{E}_{\text{tot}} = (pc) = eHr = \frac{1}{2} e\bar{H}r, \tag{84.7}$$

où H et $\bar{H}$ désignent respectivement les intensités du champ magnétique de confinement et du champ magnétique moyen à la fin du temps d'accélération. Nous voyons que l'énergie cinétique $\mathscr{E}_{\text{cin}}$ ne dépend que des valeurs de H et $\bar{H}$ ainsi que du rayon de l'orbite stationnaire; elle ne dépend pas du nombre de révolutions des électrons sur l'orbite stationnaire.

Supposons, par exemple, que l'enroulement de l'électro-aimant est alimenté avec un courant alternatif sinusoïdal de fréquence $\nu = 50$ Hz qui engendre un champ magnétique moyen d'amplitude $\bar{H} = 10\,000$ G. Le bêtatron n'accélère les électrons que pendant le temps de montée de l'intensité du champ magnétique. Posons que le temps de montée $\tau = T/4 = 1/4\nu = 1/200$ s et que le diamètre D de l'orbite stationnaire est $D = 1$ m. Dans ces conditions l'énergie cinétique maximale des électrons sera égale à

$$\mathscr{E}_{\text{cin}} = {}^1/_2 \cdot 4{,}8 \cdot 10^{-10} \cdot 10^4 \cdot \frac{10^2}{2} = 1{,}2 \cdot 10^{-4} \text{ erg} = 75 \text{ MeV}.$$

Pour parcourir l'orbite stationnaire un électron ultrarelativiste met un temps $t = 2\pi r/c = 3{,}14 \cdot 10^{-8}$ s, de sorte que pendant le temps d'accélération il exécute $\tau/t = \left(\frac{1}{2} \cdot 10^{-2}\right) : (3{,}14 \cdot 10^{-8}) \approx 160\,000$ révolutions.

La stabilité du mouvement des électrons sur l'orbite stationnaire est assurée suivant la verticale par la forme en tonneau des lignes de force magnétiques s'étendant entre les pièces polaires de l'aimant du bêtatron. La force centrifuge $mv^2/r = pv/r$ à laquelle est soumis un électron sur son orbite stationnaire est équilibrée par la force de Lorentz eHv/c. Il s'ensuit que la stabilité du mouvement par rapport aux écarts radiaux ne sera assurée que si le champ H décroît avec le rayon plus lentement que selon une loi en $1/r$. Dans ce cas la force de Lorentz sera supérieure à la force centrifuge et pourra remettre sur l'orbite stationnaire une particule qui s'en est éloignée. Une particule qui quitterait l'orbite en se dirigeant vers le centre de l'appareil devra elle aussi réintégrer l'orbite stationnaire sous l'action de la force centrifuge qui est alors plus grande que la force de Lorentz.

Les bêtatrons sont généralement utilisés pour communiquer aux électrons une énergie de 1 à 50 MeV, avec un courant moyen ne dépassant guère $10^{-2}\mu$A en régime d'impulsion avec des paquets con-

tenant 10^9 à 10^{10} particules. Initialement on a fabriqué des bêtatrons pouvant communiquer aux électrons des énergies allant jusqu'à 240 MeV. Or ce n'est guère judicieux puisque dans les bêtatrons le champ magnétique doit s'étendre sur toute la surface des pièces polaires. Cet inconvénient est ici encore plus préjudiciable que dans les synchrocyclotrons puisque le champ magnétique moyen est dans les bêtatrons deux fois plus grand que celui qui suffirait pour maintenir les électrons sur leur orbite stationnaire. D'autre part, pour des énergies supérieures à 100 MeV le régime d'accélération des électrons dans le bêtatron est sévèrement affecté par le rayonnement électromagnétique.

Un autre inconvénient des bêtatrons est la difficulté et parfois l'impossibilité d'extraire le faisceau accéléré de la chambre à vide. Les bêtatrons sont utilisés pour produire des rayons γ de grande énergie. Les électrons accélérés sont envoyés sur une cible spéciale disposée dans la chambre à vide. Pour le faire on utilise un enroulement qui engendre un champ magnétique qui met en défaut la condition (84.6) ; le rayon de l'orbite augmente ou diminue et les électrons viennent frapper la cible et leur freinage engendre des rayons γ.

10. L'impulsion d'une particule est liée à son énergie totale $\mathscr{E}$ par la relation $p = \frac{\mathscr{E}}{c^2} v$ ou $pc = \mathscr{E}\beta$, où $\beta = v/c$. D'autre part, $\mathscr{E}^2 - (pc)^2 = \mathscr{E}_0^2$. On déduit de ces deux relations que

$$\beta^2 = \frac{\mathscr{E}^2 - \mathscr{E}_0^2}{\mathscr{E}^2}, \tag{84.8}$$

lorsque $\beta \sim 1$

$$1 - \beta \approx \frac{1}{2} \mathscr{E}_0^2/\mathscr{E}^2. \tag{84.8a}$$

Pour l'électron $\mathscr{E}_0 = 0{,}511$ MeV. Si l'énergie relativiste de l'électron $\mathscr{E} = 10$ MeV on tire de (84.8) $\beta = 1 - 0{,}000013$. Par conséquent lorsque l'énergie de l'électron est supérieure à 10 MeV environ, sa vitesse est pratiquement constante et égale à peu de chose près à la vitesse de la lumière c. Il s'ensuit que la période de révolution de l'électron sur une orbite circulaire est pratiquement constante. C'est ce fait qui est mis à profit dans les *synchrotrons* qui sont des accélérateurs cycliques à résonance de forme annulaire dans lesquels l'orbite a un rayon presque constant ; la fréquence du champ électrique est constante et c'est le champ magnétique de confinement qui varie au cours du programme d'accélération. Dans un synchrotron le champ magnétique ne s'exerce que le long d'un anneau de rayon donné et non pas en son centre, ce qui permet de diminuer notablement le poids et le coût de l'électro-aimant. Un synchrotron ne peut accélérer que des particules ultrarelativistes, ce qui pose le problème de leur injection dans l'appareil. Dans le cas des grands synchrotrons on injecte des électrons préaccélérés (ayant une énergie de 1 à

50 MeV) et dans le cas des synchrotrons de plus petite puissance on y injecte les électrons préaccélérés à l'aide d'un bêtatron jusqu'à ce que les particules acquièrent une énergie ultrarelativiste, après quoi on le fait fonctionner en régime synchrotron. L'extraction des particules ultrarelativistes pose aussi des problèmes liés à ce que le rayon de l'orbite est constant. Néanmoins l'extraction est assurée dans tous les synchrotrons modernes. Il arrive souvent que le faisceau d'électrons accélérés, au lieu d'être extrait, est envoyé sur une cible afin de générer des rayons γ de freinage qui trouvent de nombreuses applications. Dans les synchrotrons de grande puissance le nombre de particules contenues dans un paquet est égal à 10^{10} environ et le nombre de paquets (d'impulsions) accélérés par seconde est de quelques dizaines, de sorte que le courant moyen est $\sim$ 0,1 μA.

Les électrons ultrarelativistes qui décrivent dans le synchrotron des orbites circulaires (vu qu'ils possèdent des accélérations normales) constituent une puissante source de rayonnements électromagnétiques. L'énergie rayonnée par révolution croît proportionnellement à la quatrième puissance de l'énergie de l'électron, bien entendu pour un rayon donné de l'orbite (i.e. pour une valeur donnée de H) *). L'existence de pertes par rayonnement donne lieu à un amortissement des oscillations des électrons par rapport à l'orbite d'équilibre, tandis que le caractère quantique discret de l'émission donne lieu à l'intensification des oscillations. Ce sont les difficultés liées à la construction de dispositifs accélérateurs de grande puissance suffisante pour compenser les pertes par rayonnement qui imposent une limite à l'énergie maximale des particules accélérées. Dans les synchrotrons on a atteint des énergies de $\sim$5 à 10 GeV. Pour des énergies moindres il est plus économique d'utiliser les bêtatrons et les microtrons et pour des énergies plus grandes on utilise les accélérateurs linéaires à résonance. Il existe aussi des projets de construction de synchrotrons de 100 à 150 GeV.

11. Pour accélérer des particules lourdes (protons ou ions) jusqu'à l'énergie maximale, on utilise des *synchrotrons à protons* (*synchrophasotrons*). C'est un accélérateur à résonance cyclique de particules lourdes où varient dans le temps tant le champ magnétique que la fréquence du champ accélérateur électrique de manière que le rayon de l'orbite d'équilibre reste presque constant. Il faut faire varier la fréquence du champ électrique dans le synchrotron parce que les protons ayant une énergie de $\sim$ 1 GeV ne sont pas encore suffisamment ultrarelativistes de sorte que leur période de révolution sur une

---

*) On peut réduire l'émission synchrotron en augmentant le rayon R (H plus petit). Au C.E.R.N. se trouve en construction un accélérateur d'électrons à faisceaux e^+e^- dirigés l'un à l'encontre de l'autre et ayant des énergies de 50 × 50 GeV (dans l'avenir 100 × 100 GeV). La longueur de la circonférence est près de 30 km. Les pertes par rayonnement synchrotron atteignent des dizaines de MW.

orbite de rayon constant varie en fonction de l'énergie ($\beta = 0{,}767$ pour $\mathscr{E}_{cin} = 1$ GeV). Les particules se meuvent dans une chambre à vide annulaire placée dans le champ magnétique créé par un système d'électro-aimants répartis convenablement le long de l'anneau. Le champ magnétique varie de façon synchrone avec l'énergie des particules. Sur les parties rectilignes du trajet situées entre les électro-aimants (où l'on dispose les électrodes accélératrices et les dispositifs servant à l'injection et à l'extraction du faisceau) le champ magnétique tombe à zéro. Les synchrotrons conçus pour des énergies très élevées comportent d'abord un accélérateur linéaire qui injecte les particules dans un petit synchrotron (*booster*) où elles acquièrent une énergie moyennement grande et de là elles sont envoyées dans le grand synchrotron pour y être accélérées jusqu'à l'énergie requise. Dans le cas de synchrotrons d'énergie moindre les particules accélérées dans un accélérateur linéaire sont directement injectées dans le synchrotron.

L'intensité des faisceaux accélérés dans les synchrotrons est relativement faible surtout aux hautes énergies. Par exemple, le synchrotron à protons de Dubna de 10 GeV accélère près de 10^{12} protons par impulsion et débite 7,5 impulsions par minute. Ce synchrotron permet d'accélérer outre les protons les noyaux atomiques jusqu'à une énergie de 10 GeV par charge protonique. Par exemple, l'atome de l'isotope ${}^{12}_{6}C$ du carbone complètement ionisé y est accéléré jusqu'à une énergie de 60 GeV, i.e. jusqu'à 5 GeV/nucléon (l'intensité en impulsion atteint 10^4 noyaux ${}^{12}_{6}C$).

C'est dans les synchrotrons à protons qu'on atteint la plus grande énergie des particules accélérées. En 1967, à Serpukhov, on a mis en exploitation un synchrotron de 76 GeV. Le rayon de l'anneau accélérateur y est égal à 236,14 m. Le courant moyen est de $2\cdot10^{-12}\mu$A (10^{12} particules par impulsion et 8 impulsions par minute). L'accroissement d'énergie par révolution représente 190 keV, de sorte qu'au cours du programme d'accélération la particule exécute dans l'accélérateur $(76\cdot10^9):(190\cdot10^3) = 400\,000$ révolutions. Jusqu'en 1972 le synchrotron de Serpukhov était le plus grand accélérateur à protons du monde. En 1980 l'énergie maximale a atteint 500 GeV (Batavia, U.S.A.) et le projet d'un synchrotron de plusieurs milliers de GeV est à l'étude. L'énergie pouvant être communiquée aux particules est limitée en premier lieu par les facteurs techniques et économiques (dimensions de l'installation et son coût). La plus petite énergie qui justifie l'utilisation d'un synchrotron est ~ 1 GeV et pour les énergies inférieures on utilise le synchrocyclotron.

Sur la base de l'accélérateur de 500 GeV du C.E.R.N. on a réalisé la collision de faisceaux $\bar{p}p$ dirigés à l'encontre l'un de l'autre de 200×270 et de 310×310 GeV, ce qui a permis de découvrir les bosons $W^{\pm}$ et Z^0. En 1985, à Batavia, on a mis en exploitation un accélérateur (à aimants à supraconducteur) de 800 GeV et on met

en action des faisceaux orientés à l'encontre l'un de l'autre de 800 × 800 GeV. A Serpukhov, on a mis en construction un ensemble accélérateur à anneaux de collision, fondé sur un accélérateur à protons de 3 à 3,5 TeV avec possibilité de collision des faisceaux $\bar{p}p$ et pp de 3 × 3 TeV (aimants à supraconducteur). La longueur de la circonférence est ~20 km. Est en construction en R.F.A. l'accélérateur HERA à collision de faisceaux ep ($\mathcal{E}_e = 20$ à 30 GeV, $\mathcal{E}_p = 800$ GeV). Le projet d'un accélérateur à protons de 20 × 20 TeV est à l'étude.

12. Pour accroître l'énergie des particules accélérées dans les synchrotrons et les autres types d'accélérateurs de haute énergie il a été nécessaire de faire usage d'une *focalisation forte* qui a été suggérée en 1950 par Christophilos (né en 1917) et indépendamment (en 1952) par Courant, H. Snyder (né en 1913) et M. Livingston (né en 1917). Le principe de la focalisation forte a été exposé dans le t. IV, § 12. Deux lentilles, l'une convergente et l'autre divergente, ayant des distances focales égales, constituent toujours un système convergent si la lentille divergente est en amont. Dans le cas où c'est la lentille convergente qui est en amont, le système sera convergent si la distance entre les lentilles est inférieure à la distance focale d'une lentille. Nous avons donné la démonstration pour le cas de lentilles minces, mais elle reste valable (sous une forme qui n'est pas essentiellement différente) pour les lentilles épaisses.

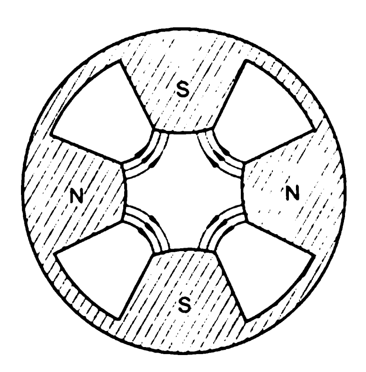


Fig. 153

Dans le synchrotron la focalisation forte est assurée par des *lentilles quadrupolaires* magnétiques ; la figure 153 donne une représentation schématique de ce type de lentilles. Quatre pièces polaires se font face, deux par deux, avec des pôles de noms contraires ; le champ magnétique est donc nul au centre de la lentille quadrupolaire. On a représenté sur la figure 153 les lignes de force magnétiques. On suppose qu'une particule chargée positivement se meut vers le lecteur. Les fléchettes indiquent le sens des forces de Lorentz que le champ magnétique de la lentille quadrupolaire exerce sur les particules. La figure montre que la force de Lorentz s'exerçant suivant l'axe X cherche à rapprocher la particule de l'axe de la lentille (ce qui correspond à la focalisation) et celle s'exerçant suivant l'axe Y tend à écarter la particule de l'axe de la lentille (action défocalisante).

La lentille quadrupolaire magnétique fonctionne donc comme le ferait un ensemble de deux lentilles magnétiques, l'une focali-

sant les particules suivant l'axe X, l'autre suivant l'axe Y. Disposons maintenant deux lentilles quadrupolaires l'une à la suite de l'autre de manière qu'elles fassent entre elles un angle de 90°. Suivant la direction X l'une des lentilles focalisera les particules et l'autre les défocalisera, mais l'ensemble des deux lentilles assumera la focalisation suivant la direction X et suivant la direction Y. Il s'ensuit qu'un système de deux lentilles quadrupolaires peut assurer la focalisation suivant n'importe quelle direction transversale.

Dans les synchrotrons à focalisation forte, on doit disposer d'un champ magnétique vertical variant dans le temps, qui maintient les particules sur l'orbite circulaire d'équilibre. Sur ce champ vient se superposer le champ magnétique des lentilles quadrupolaires. Ces lentilles sont disposées les unes à la suite des autres de façon que les lentilles de numéros impairs, par exemple, focalisent suivant la direction verticale et les lentilles de numéros pairs défocalisent suivant cette même direction. Suivant la direction horizontale, ce sont les lentilles de numéros impairs qui défocalisent et celles de numéros pairs focalisent les particules. Il s'ensuit que quelle que soit la direction de déviation de la particule par rapport à la trajectoire d'équilibre, elle trouvera nécessairement sur son chemin plusieurs paires de lentilles quadrupolaires, chaque paire contribuant à la focalisation. De ce fait le faisceau se contracte et on arrive à produire des faisceaux de particules accélérées de grande intensité. Les particules exécutent de petites oscillations autour de la trajectoire d'équilibre, la fréquence de ces oscillations étant plusieurs fois ou plusieurs dizaines de fois supérieure à la fréquence de révolution sur la trajectoire d'équilibre. C'est pour cela que la focalisation à l'aide de lentilles quadrupolaires magnétiques est appelée forte. La focalisation forte est utilisée dans tous les grands accélérateurs, notamment dans le synchrotron à protons de Serpukhov, dont certains paramètres ont été mentionnés plus haut.

La focalisation forte permet de réduire les dimensions transversales de la chambre à vide et partant le poids des aimants. Par exemple le poids de l'aimant de l'accélérateur de Dubna de 10 GeV, non doté de système de focalisation forte, est de 36 000 tonnes, tandis que l'aimant de l'accélérateur de 76 GeV, installé à Serpukhov et doté d'un système de focalisation forte, pèse 20 000 tonnes. La diminution du poids de l'aimant et donc de l'induction permet d'assurer une plus grande fréquence de répétition des impulsions.

13. Tout en laissant le champ magnétique constant dans le temps on peut moderniser le cyclotron (voir sous-paragraphe 6) afin qu'il puisse accélérer les *particules relativistes*. Il faut utiliser pour cela un champ magnétique permanent $H(r)$ dont l'intensité dépend du rayon r selon une loi de variation bien déterminée. Selon (84.3) le champ magnétique doit varier avec le rayon de la même façon que

la masse relativiste de la particule, i.e. $H = H_0/\sqrt{1-\beta^2}$. Dans ces conditions la fréquence de révolution Ω de la particule restera toujours égale à la fréquence du champ accélérateur. Comme $\beta = v/c = \Omega r/c$, à cette condition peut satisfaire un champ magnétique de la forme

$$H = \frac{H_0}{\sqrt{1-(\Omega r/c)^2}} . \tag{84.9}$$

avec Ω = const. Les accélérateurs fondés sur ce principe sont appelés *cyclotrons isochrones*. Ils fonctionnent en régime continu et produisent des courants aussi forts (~0,1 à 1 mA) que les cyclotrons ordinaires.

Les cyclotrons isochrones possèdent des aimants de très grandes dimensions et sont donc fort coûteux. A première vue il semblerait que ces accélérateurs ne peuvent fonctionner vu que le champ magnétique y croît avec le rayon (cf. sous-paragraphe 6). On arrive cependant à supprimer l'instabilité suivant la verticale par une inhomogénéité azimutale d'un champ magnétique de configuration assez compliquée. Les calculs montrent qu'on n'arrive à le faire que jusqu'à une énergie n'excédant pas 1 GeV. La plupart des cyclotrons isochrones sont calculés et construits pour accélérer les protons jusqu'à des énergies de 50 à 100 MeV. Ont été construites et fonctionnent des fabriques de mésons constituées par des cyclotrons isochrones de 520 à 590 MeV. Ces accélérateurs sont utilisés pour l'étude de processus rares se manifestant au cours de réactions avec des protons possédant une énergie de 50 à 1000 MeV. Un concurrent sérieux pour ces cyclotrons est l'accélérateur linéaire de particules lourdes, tel l'accélérateur linéaire de Los Alamos.

14. Le plus souvent le faisceau de particules accélérées est envoyé sur une cible immobile. Lors de la collision de la particule incidente avec une particule de la cible l'impulsion totale des deux particules reste constante. Il s'ensuit que la partie de l'énergie qui est liée au mouvement du centre de masse en entier reste elle aussi constante. Cette partie de l'énergie ne participe à aucune transformation interne des particules concernées et à ce point de vue elle est inutile. Dans le système de centre de masse cette partie inutile de l'énergie cinétique est nulle et toute l'énergie est utilisable dans les transformations internes des particules qui sont entrées en collision.

Dans le tome IV (§ 111, problème 1) on a considéré le cas le plus simple du choc de deux particules de même masse se déplaçant à la rencontre l'une de l'autre. On y a déterminé l'énergie $\mathcal{E}_{\text{lab}}$ que devait posséder l'une de ces particules dans le système du laboratoire, par rapport auquel la seconde particule (la cible) est au repos, pour que le choc produise le même effet utile (possibilité de transformations internes des particules) que dans le système de cen-

tre de masse. Convenons de désigner par $\mathscr{E}_{\text{lab}}$ l'énergie (relativiste) totale d'une particule mobile et par $\mathscr{E}_0$ son énergie au repos. Dans le problème cité nous avons établi la formule

$$\mathscr{E}_{\text{lab}} = 2\,\frac{\mathscr{E}_{\text{cm}}^2}{\mathscr{E}_0} - \mathscr{E}_0, \tag{84.10}$$

où $\mathscr{E}_{\text{cm}}$ est l'énergie relativiste de l'une des particules dans le système de centre de masse. L'énergie cinétique correspondante de cette particule est

$$\mathscr{E}_{\text{lab}}^{\text{cin}} = \mathscr{E}_{\text{lab}} - \mathscr{E}_0 = 2\left(\frac{\mathscr{E}_{\text{cm}}^2}{\mathscr{E}_0} - \mathscr{E}_0\right). \tag{84.11}$$

Dans le cas non relativiste $\mathscr{E}_{\text{cm}} = \mathscr{E}_0 + \mathscr{E}_{\text{cm}}^{\text{cin}}$. En portant cette valeur dans la formule (84.11) et en négligeant les carrés de $\mathscr{E}_{\text{cm}}^{\text{cin}}$ on trouve

$$\mathscr{E}_{\text{lab}}^{\text{cin}} = 4\mathscr{E}_{\text{cm}}^{\text{cin}} = 2\,(2\mathscr{E}_{\text{cm}}^{\text{cin}}).$$

Ainsi, avec une cible fixe, il faut que l'énergie cinétique soit deux fois plus grande pour obtenir le même effet que dans le système de centre de masse (puisque dans ce dernier système l'énergie cinétique totale des deux particules est égale à $2\mathscr{E}_{\text{cm}}^{\text{cin}}$). Nous avons déjà obtenu ce résultat dans le tome I, § 26.

Le cas ultrarelativiste est plus intéressant puisqu'on peut négliger l'énergie propre de la particule dans la formule (84.11). La relation entre les énergies cinétiques de la particule dans le système du laboratoire et dans le système de centre de masse de linéaire devient alors quadratique

$$\mathscr{E}_{\text{lab}}^{\text{cin}} = 2\,\frac{(\mathscr{E}_{\text{cm}}^{\text{cin}})^2}{\mathscr{E}_0}. \tag{84.12}$$

On peut alors réaliser un important gain d'énergie en organisant la collision de particules opposées. Par exemple, dans le cas du proton ($\mathscr{E}_0 = 0{,}938$ GeV) ayant une énergie $\mathscr{E}_{\text{cm}}^{\text{cin}} = 5$ GeV, on trouve $\mathscr{E}_{\text{lab}}^{\text{cin}} = 53$ GeV. Un *accélérateur à anneaux de collision* ayant une énergie de 5 GeV produit le même effet qu'un accélérateur à cible fixe ayant une énergie de 53 GeV. L'économie réalisée est encore plus grande avec les particules légères, les électrons par exemple. Dans ce dernier cas $\mathscr{E}_0 = 0{,}511\cdot 10^{-3}$ GeV, et avec la même valeur de $\mathscr{E}_{\text{cm}}^{\text{cin}}$ que ci-dessus on trouve $\mathscr{E}_{\text{lab}}^{\text{cin}} \approx 10^5$ GeV, énergie ne pouvant être atteinte dans aucun accélérateur à cible fixe.

Ces considérations suffisent pour comprendre le principe de fonctionnement des systèmes à anneaux de collision (colliders). Les plus répandus sont les dispositifs mettant en collision des faisceaux électron-électron (e^-e^-), électron-positon (e^-e^+) et proton-proton

(pp). L'inconvénient majeur de ces systèmes est la faible intensité des faisceaux. Afin d'accroître l'intensité des faisceaux de particules chargées avant de les soumettre à la collision, on procède à leur accumulation dans des anneaux sous vide jusqu'à ce que le courant qui y circule soit de plusieurs dizaines d'ampères. Dans les anneaux d'accumulation les particules sont maintenues sur orbite circulaire à l'aide d'un champ magnétique approprié. Les particules chargées qui ont été accélérées dans un synchrotron, un synchrophasotron ou un accélérateur linéaire sont injectées dans les anneaux d'accumulation. Le champ magnétique est créé par des aimants sectoriels séparés les uns des autres par des intervalles rectilignes (où le champ magnétique est nul) où se trouvent les zones d'intersection des faisceaux de particules et où sont disposés les dispositifs d'accélération. Chaque anneau d'accumulation doit comporter des cavités résonantes pour l'accélération des particules dotées de leurs sources d'alimentation permettant de compenser les pertes par rayonnement synchrotron, ainsi que pour remplir d'autres fonctions.

Lorsque les charges portées par les particules entrant en collision sont de même signe, le système doit comporter deux anneaux d'accumulation dans lesquels les particules circulent en sens contraires. Dans le cas où les charges des particules sont de signes opposés, un seul anneau d'accumulation suffit puisque le même champ magnétique permet de maintenir sur orbite les deux types de particules et le même champ électrique permet de les accélérer. Actuellement le système des anneaux de collision ne peut être utilisé que pour les particules stables. Un accélérateur à cible fixe est une source de faisceaux de différentes particules secondaires: mésons π et K, hyperons Λ et Σ, neutrinos, mésons μ, etc.

§ 85. Sources de neutrons et d'autres particules neutres

1. Les neutrons, comme toutes les autres particules neutres, ne peuvent être ni accélérés ni focalisés à l'aide de champs électromagnétiques. Ces particules ne sont produites que dans les réactions nucléaires. A la différence des particules portant des charges positives (protons, noyaux atomiques, etc.) les neutrons sont insensibles à l'action des forces coulombiennes répulsives issues du noyau atomique et de ce fait ils entrent en réactions exothermiques avec tous les noyaux (à l'exception de $^3_2$He et $^4_2$He). On peut diviser toutes les sources de neutrons en trois groupes: 1) sources où les neutrons sont créés par des radiations radioactives; 2) sources dans lesquelles les neutrons sont émis sous l'action de particules issues des accélérateurs; 3) réacteurs nucléaires. L'interaction des neutrons avec les noyaux atomiques est particulièrement intense dans le cas de neutrons lents (la section efficace d'interaction est alors $\sim 1/v$). Les neutrons émis sont utilisés soit aussitôt, soit après les avoir ralentis. Les

sources de neutrons lents (énergie de l'ordre de 1/40 eV) jouent un rôle particulièrement important.

2. Les toutes premières sources de neutrons utilisaient la réaction

$$ {}^{9}_{4}\mathrm{Be} + \alpha \rightarrow {}^{12}_{6}\mathrm{C} + n + 5{,}6\ \mathrm{MeV}. \qquad (85.1)$$

C'est cette réaction qui permit à Bothe et Becker d'observer la première émission de neutrons (cf. § 92). Les expériences ultérieures ont montré que les neutrons peuvent être produits en bombardant par des particules α de nombreux éléments tels que Li, B, N, F, Na, Mg, Al, . . . Néanmoins la réaction (85.1) surpasse largement toutes les autres en intensité et c'est pour cela qu'on l'utilise dans les sources de neutrons. Une source de neutrons se présente sous la forme d'une ampoule scellée contenant un mélange de poudre de béryllium et d'une préparation radioactive α, du polonium par exemple, qui émet des particules α d'une énergie de 5,298 MeV. Les particules α ne peuvent traverser la paroi de l'ampoule en raison de leur très faible parcours. Les neutrons formés dans la réaction (85.1) s'échappent librement de l'ampoule. Le spectre énergétique des neutrons émis par la source béryllium-polonium est continu et s'étend de 0,5 jusqu'à 10 MeV environ; l'intensité du flux de neutrons est près de $0{,}8\cdot10^{-4}$ neutrons par seconde et par particule α émise par le polonium ($3\cdot10^{6}$ neutrons par seconde pour 1 curie de polonium). L'avantage de la source polonium-béryllium est que le fond du rayonnement γ qui est indésirable est suffisamment faible et l'inconvénient de cette source est la faible période de désintégration (140 jours). En qualité de source de particules α on peut utiliser aussi le radium, le radon, le plutonium. La source radium-béryllium possède une durée d'exploitation pratiquement illimitée (période de désintégration égale à 1600 ans) et le flux de neutrons possède une intensité 6 fois plus grande que celle de la source polonium-béryllium, mais le fond du rayonnement γ est trop important. La source plutonium-béryllium présente un faible fond de rayons γ, une grande durée de fonctionnement (période de désintégration égale à $2{,}3\cdot10^{4}$ ans) et débite une intensité $\sim0{,}46\cdot10^{-4}$ neutrons par seconde et par particule α émise par le plutonium.

Les particules α sont émises non seulement au cours de la désintégration radioactive α de la substance initiale, mais également au cours de la désintégration α de tous les produits fils émetteurs α. A l'état d'équilibre l'activité α de tous les émetteurs α est la même, mais leur activité neutronique n'est pas du tout égale. Pour les produits de désintégration à vie courte, cette dernière est d'autant plus grande que la durée de vie est brève, vu que ces produits émettent des particules α plus énergiques. Par exemple, si la source contenait au début du radium pur, à mesure qu'elle s'enrichit en produits de désintégration radioactive α son activité neutronique

s'accroît de plusieurs fois et à la saturation tend vers une limite constante. Le principal défaut de toutes les sources avec utilisation des particules α est la grande dispersion des énergies des neutrons émis.

On produit des neutrons relativement monochromatiques ayant des énergies comprises entre 0,1 et 1 MeV en irradiant les noyaux de deutérium ou de béryllium avec des rayons γ. Cela donne lieu à des réactions endothermiques

$$\gamma + \mathrm{d} \rightarrow \mathrm{p} + \mathrm{n}, \tag{85.2}$$
$$^{9}_{4}\mathrm{Be} + \gamma \rightarrow {}^{8}_{4}\mathrm{Be} + \mathrm{n} \rightarrow \alpha + \alpha + \mathrm{n}.$$

Les rayons γ sont émis par un isotope radioactif ($^{24}_{11}$Na, $^{72}_{31}$Ge, $^{124}_{51}$Sb, etc.). Comme l'énergie des rayons γ émis n'excède pas quelques MeV, on n'utilise en qualité de cibles que des noyaux légers de d et $^{9}_{4}$Be, pour lesquels l'énergie de séparation des neutrons est anomalement faible (respectivement 2,23 et 1,67 MeV). L'intensité des sources des neutrons fondées sur l'irradiation par rayons γ est près de deux ordres plus faible que celle des sources utilisant les particules α. Par contre les sources à rayons γ fournissent des neutrons plus monochromatisés. Cela tient à ce que l'énergie du photon γ $\mathcal{E}_\gamma = p_\gamma c$, tandis que l'énergie cinétique d'une particule α est $\mathcal{E}_\alpha = p_\alpha^2/2m_\alpha$. Lorsque ces énergies sont égales, on a

$$p_\gamma c = p_\alpha^2/(2m_\alpha),$$

d'où

$$\frac{p_\gamma}{p_\alpha} = \frac{p_\alpha}{(2m_\alpha c)} = \frac{v_\alpha}{(2c)},$$

où v_α est la vitesse des particules α. Pour une énergie de quelques MeV l'impulsion d'un photon γ est donc de deux ordres de grandeur plus petite que celle d'une particule α de même énergie. C'est justement ce qui détermine une meilleure monochromaticité des sources de neutrons utilisant la radioactivité γ. En combinant différents émetteurs γ soit avec le deutérium soit avec le béryllium on arrive à produire des neutrons relativement monochromatiques avec des énergies comprises entre 0,12 et 0,87 MeV. A côté de la faible intensité, un autre défaut de ces sources est l'existence d'un important fond de rayons γ et la courte durée de fonctionnement (la période de désintégration est comprise entre quelques heures et quelques dizaines d'heures).

Les sources de neutrons libérés par les particules α et par les rayons γ sont utilisées dans la pratique courante, surtout dans les études sur le terrain, pour procéder aux irradiations par un flux de neutrons ou pour étalonner les détecteurs de neutrons.

3. La production des neutrons dans les accélérateurs diffère des procédés qui viennent d'être décrits en ce que, à la place des parti-

cules α et des rayons γ émis par des émetteurs radioactifs naturels, on utilise des particules chargées accélérées qui, étant envoyées sur différentes cibles, provoquent l'émission de neutrons. Ce procédé permet d'obtenir des neutrons relativement monoénergétiques de différentes énergies. Cela tient à ce que pour une énergie donnée du faisceau incident et pour un canal neutronique donné de la réaction produite, l'énergie du neutron émis est univoquement déterminée par son angle d'émergence et par la chaleur de réaction. La dispersion des énergies des neutrons dépend de la non-monochromaticité du faisceau incident des particules accélérées, de leur ralentissement dans la cible et de l'existence de plusieurs canaux de la réaction conduisant à l'émission de neutrons. Pour diminuer l'influence de ces facteurs on utilise des cibles minces et telles qu'il n'existe qu'un seul canal d'émission des neutrons ou que ce canal soit dominant.

En qualité de particules chargées incidentes on utilise généralement les protons, les deutons, les particules α, etc. Par exemple, pour obtenir des neutrons monochromatiques de faible énergie, on utilise les réactions (p, n), i.e. les réactions où le noyau cible, étant bombardé par des protons, donne naissance à un neutron et à un autre noyau. Le plus souvent on utilise la réaction

$$ {}^{7}_{3}\mathrm{Li} + \mathrm{p} \rightarrow {}^{7}_{4}\mathrm{Be} + n - 1{,}6\ \mathrm{MeV}, \qquad (85.3) $$

qui permet d'obtenir des neutrons monoénergétiques d'énergies comprises entre 30 et 500 keV. L'abaissement du prix de revient du tritium a permis d'utiliser la réaction

$$ \mathrm{p} + \mathrm{t} \rightarrow {}^{3}_{2}\mathrm{He} + \mathrm{n} - 0{,}735\ \mathrm{MeV}, \qquad (85.4) $$

qui, outre un faible seuil, présente l'avantage que le noyau ${}^{3}_{2}\mathrm{He}$ ne possède aucun état excité. A l'aide de la réaction (85.4) on produit des neutrons monoénergétiques ayant des énergies comprises entre 0,06 et 3 MeV. La réaction (85.4) présente l'inconvénient de donner un fond de rayons γ durs accompagnant l'évolution d'une réaction parallèle :

$$ \mathrm{p} + \mathrm{t} = \alpha + \gamma. \qquad (85.5) $$

Ces exemples nous semblent suffisants, mais nous devons signaler qu'il existe un grand nombre de réactions produisant des neutrons d'énergies relativement élevées.

4. La source de neutrons la plus puissante est le réacteur nucléaire dont le principe de fonctionnement sera décrit au § 95. Dans un réacteur moderne le flux de neutrons est de l'ordre de 10^{15} neutrons/cm$^2\cdot$s. Le spectre des neutrons produits en réacteur n'est pas monoénergétique (ce qui est son défaut) et couvre une large gamme d'énergie continue. Mais l'intensité totale du flux de neutrons est tellement grande qu'on peut en extraire des faisceaux de neutrons

sensiblement monoénergétiques et ayant une puissance relativement élevée.

Un accélérateur de faisceaux de protons ou de deutons de grande intensité, qu'on envoie sur une cible lourde où ils provoquent la fission des noyaux, constitue une puissante source de neutrons. Les réactions thermonucléaires (cf. § 98) sont aussi une source de neutrons.

La question de l'utilisation des neutrons pour les besoins de l'énergétique nucléaire sera examinée dans les §§ 95, 98.

5. Un des principaux défauts de toutes les sources de neutrons est qu'ils ne sont pas monoénergétiques. L'une des causes de cet état de choses est la diffusion des neutrons dans la source même (dans le cas de neutrons d'énergies élevées une autre cause est l'existence d'un grand nombre de voies de production des neutrons). Or pour l'étude des interactions des neutrons avec les noyaux atomiques il importe de disposer des faisceaux de neutrons largement monoénergétiques afin de pouvoir déceler les résonances fines et nombreuses apparaissant dans les sections efficaces d'interaction des neutrons avec les noyaux. On utilise différentes méthodes pour sélectionner dans le spectre continu des sources de neutrons des faisceaux monochromatiques ; toutes ces méthodes se fondent sur le fait que les neutrons de différentes énergies sont animés de vitesses différentes.

L'une de ces méthodes est utilisée lorsque les neutrons polyénergétiques sont fournis par une source à impulsions. Les neutrons émis par une telle source se déplacent dans un tube de plusieurs centaines de mètres de longueur. En cours de trajet le paquet de neutrons s'étale suivant les vitesses. A l'extrémité du tube on dispose un obturateur qui ne s'ouvre de façon synchrone qu'aux instants du passage de neutrons animés d'une certaine vitesse. On extrait du tube des neutrons presque monoénergétiques dont les énergies sont comprises dans d'étroites limites.

Un autre monochromateur neutronique fonctionne selon le même principe que celui qui est utilisé dans le monochromateur de jets atomiques, qui a été décrit au § 18, 8, fig. 37. Les disques tournants doivent être fabriqués en matériaux imperméables aux neutrons, par exemple en cadmium. C'est encore un monochromateur mécanique. Ces monochromateurs mécaniques conviennent à la production de neutrons possédant des énergies comprises entre quelques millièmes de eV et quelques eV.

6. Pour conclure ce paragraphe examinons les procédés de production d'autres particules neutres. Il s'agit en premier lieu des particules neutres participant aux interactions fortes : π^0, η, K^0, $\bar{K}^0$, Λ, Σ^0, $\bar{n}$, $\bar{\Lambda}$, $\bar{\Sigma}^0$, etc., ainsi que des différentes sortes de neutrinos et d'antineutrinos: ν_e, $\bar{\nu}_e$, ν_μ, $\bar{\nu}_\mu$, ν_τ, $\bar{\nu}_\tau$ qui ne participent qu'aux interactions faibles. Les particules intervenant dans les interactions fortes

apparaissent en quantités notables lors du bombardement des cibles par un faisceau de particules chargées extraites d'un accélérateur de grande énergie. En raison des effets relativistes, la majorité des particules créées se meuvent vers l'avant. Un faisceau de particules chargées peut être dévié par un champ magnétique fort, ce qui permet d'en séparer un faisceau composé de différentes particules neutres possédant des énergies différentes. Si l'énergie du faisceau incident est inférieure à 700-800 MeV, on produit surtout des neutrons. Lorsque l'énergie du faisceau incident est supérieure à plusieurs GeV on voit apparaître des kaons neutres, des hypérons neutres, etc. Les pions neutres n'arrivent pas à constituer un faisceau en raison de leur durée de vie trop brève ($0{,}75\cdot 10^{-16}$ s).

Le neutrino et l'antineutrino ne subissent que des interactions faibles et ils ne sont créés qu'en quantités infimes lors des collisions de n'importe quelles particules avec n'importe quelle cible. Ces particules sont créées lors des désintégrations. La désintégration β^- donne naissance à l'antineutrino électronique $\bar{\nu}_e$ et la désintégration β^+ au neutrino électronique ν_e. Les réacteurs nucléaires sont des sources puissantes d'antineutrinos électroniques et le Soleil émet des neutrinos électroniques. Les neutrinos muoniques ν_μ et les antineutrinos muoniques $\bar{\nu}_\mu$ apparaissent dans les accélérateurs de protons modernes: lorsque le faisceau primaire entre en collision avec la cible, on voit apparaître d'abord des pions chargés qui subissent ensuite une série de transformations:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu. \tag{85.6}$$

En raison des effets relativistes tous les produits de désintégration sont principalement dirigés en avant sous forme de faisceaux. Si l'on place sur le trajet de ces faisceaux un épais mur en béton ou en fer, toutes les particules seront absorbées, à l'exclusion de ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$ qui passeront librement au travers (cf. § 74).

§ 86. Les détecteurs de particules

1. On appelle *détecteurs* les dispositifs qui servent à identifier les particules. On les divise en *compteurs* ou *détecteurs électroniques* qui engendrent une impulsion électrique chaque fois qu'une particule chargée ionisante pénètre dans le volume du détecteur, et les *détecteurs à traces*, ou *détecteurs visuels* qui permettent non seulement d'enregistrer le passage et l'instant de ce passage à travers le compteur, mais de « matérialiser » la trajectoire sous la forme d'une trace. On obtient ainsi une information plus ample sur le mouvement de la particule, sur les processus de ses collisions avec d'autres particules, etc. On a élaboré des détecteurs électroniques permettant d'enregistrer les trajectoires d'un grand nombre de particules chargées.

Les particules ne portant aucune charge électrique ne produisent pas elles-mêmes d'ionisation. L'ionisation du milieu et l'apparition de traces résultent de *particules chargées secondaires* qui se forment lorsque les particules neutres traversent le milieu. C'est ainsi que se comportent, par exemple, les rayons γ qui arrachent les électrons des atomes, des molécules ou des parois du compteur, qui créent des paires e^+e^- et des avalanches; les neutrons, eux, provoquent des transformations nucléaires avec formation de particules chargées.

Les compteurs enregistrent le passage des particules à travers une région de l'espace délimitée au centimètre ou au millimètre près, ainsi que la durée de passage à 10^{-4}-10^{-9} s près. Dans certains compteurs on arrive à déterminer d'autres caractéristiques encore des particules: l'énergie, la charge, la masse, la vitesse, etc.

Dans les détecteurs visuels la trace que laisse derrière soi la particule chargée est enregistrée par un procédé adéquat. Il y a 10 ou 20 ans seulement le seul procédé d'enregistrement des traces était leur photographie de face et de profil. Le traitement de ces photographies est fort laborieux. De nos jours on utilise de plus en plus une méthode qui permet d'éliminer la photographie des traces. Dans cette méthode les paramètres des traces sont transmis directement dans les ordinateurs qui exécutent le traitement complet. Le temps de traitement s'en trouve réduit de plusieurs fois et on peut donc soumettre au traitement un volume d'information plus important.

Parmi les compteurs on distingue les *chambres d'ionisation à impulsions*, les *compteurs proportionnels*, les *compteurs Geiger-Müller*, les *compteurs à scintillation*, les *compteurs Cerenkov* et les *compteurs à semiconducteur*.

Au nombre des détecteurs à traces on trouve la *chambre de Wilson*, la *chambre à bulles*, les *émulsions photographiques épaisses*, les *chambres à étincelles*, les *chambres à streamers*, les *chambres proportionnelles* et *à dérive*.

Les chambres proportionnelle et à étincelles se comportent comme des ensembles d'un grand nombre de petits compteurs. Ces chambres ressemblent aux compteurs en ce qu'elles délivrent instantanément l'information requise sans aucun traitement ultérieur. A un autre point de vue elles rappellent les détecteurs à traces vu que les données fournies par un grand nombre de compteurs permettent de reconstituer la trajectoire de la particule.

2. Principales caractéristiques des détecteurs.

1) *Efficacité de détection*: rapport (généralement exprimé en pour cent) du nombre de particules enregistrées par le détecteur au nombre total de particules l'ayant traversé.

2) *Résolution spatiale du détecteur*: précision de détermination de la position spatiale d'une particule.

3) *Résolution temporelle* (temps de résolution): c'est le temps minimal séparant le passage dans le détecteur de deux particules

consécutives sans que les signaux qu'elles créent se superposent. Pour un intervalle de temps inférieur les signaux se superposent et le détecteur enregistre le passage d'une particule seulement.

Tableau 16

Caractéristiques des détecteurs de particules

Type de détecteur	Résolution spatiale, cm	Résolution temporelle, s	Temps mort, s
Chambre d'ionisation	1	10^{-6}	10^{-4}
Compteur proportionnel	1	10^{-7}	10^{-5}
Compteur de Geiger-Müller	1	10^{-6}	10^{-4}
Compteur à scintillations	1	10^{-9}	10^{-8}
Détecteur à semiconducteur	1	10^{-9}	10^{-9}
Emulsion photographique	10^{-4}	—	—
Chambre de Wilson	10^{-1}	10^{-1}	10^{-2}
Chambre à diffusion	10^{-1}	10^{-1}	10^{-2}
Chambre à bulles	10^{-2}	10^{-3}	1
Chambre à étincelles	10^{-2}	10^{-6}	10^{-3}
Chambre proportionnelle	10^{-2}	10^{-7}	10^{-6}

4) *Temps de rappel* (*temps mort*) : temps qui doit s'écouler après l'enregistrement d'une particule pour que le détecteur retourne à l'état dans lequel il est en mesure d'enregistrer une autre particule. Les particules qui traversent le détecteur pendant cet intervalle de temps ne sont pas enregistrées. Le temps de rappel est une mesure du degré d'inertie du détecteur et impose une limite à l'intensité du faisceau de particules pouvant être enregistrées par le détecteur.

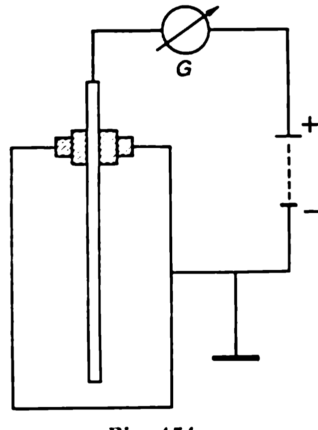


Fig. 154

On a indiqué dans le tableau 16 les ordres de grandeur des caractéristiques de plusieurs types de détecteurs.

3. Le groupe le plus important des détecteurs électroniques est celui des *dispositifs d'ionisation* dont le fonctionnement repose sur l'ionisation des molécules ou des atomes déterminée par les particules chargées primaires ou secondaires. L'un des plus anciens dispositifs de ce groupe est la *chambre d'ionisation* qui fut utilisée dans les premières expériences de Rutherford. La chambre d'ionisation se présente sous la forme d'un condensateur électrique (plan, cylindrique ou sphérique) rempli de gaz et entre les électrodes duquel est appliquée une différence de potentiel (fig. 154 représentant le sché-

ma d'une chambre d'ionisation à condensateur cylindrique). Lorsqu'une particule ionisante pénètre dans l'espace entre les électrodes, elle crée sur son trajet des électrons et des ions qui se déplacent dans le champ électrique et sont collectés par les électrodes. Le courant électrique qui traverse alors les circuits de la chambre est enregistré par un galvanomètre G. La tension appliquée aux électrodes de la chambre (100 à 1000 V) doit assurer la collecte de tous les ions formés par les électrodes avant que ces ions recombinent ou soient accélérés assez fort pour provoquer une ionisation secondaire. La chambre permet donc de mesurer l'ionisation totale provoquée par la particule, à condition que son parcours soit contenu en entier dans les limites de la chambre. Quant à l'ionisation totale, elle détermine, selon § 80, l'énergie de la particule. Les types usuels de chambres d'ionisation ne conviennent à l'enregistrement que de particules à parcours courts, i.e. de particules lourdes non relativistes; les parcours des électrons et des particules relativistes dépassent les dimensions des chambres d'ionisation.

Les chambres d'ionisation se divisent en *chambres à courant* et en *chambres à impulsions*. Les chambres à courant renseignent sur le nombre total d'ions qui ont été formés en 1 s. Les courants correspondants sont tellement faibles (10^{-10} à 10^{-15} A) qu'ils doivent être amplifiés avant de pouvoir être enregistrés. Dans les chambres à impulsions on détecte et on mesure les impulsions de tension apparaissant aux bornes d'une grande résistance R que l'on branche dans le circuit à la place du galvanomètre G (fig. 153). Cette tension apparaît lorsque la résistance R est parcourue par le courant d'ionisation déterminé par le passage d'une particule à travers la chambre. L'amplitude et la durée de l'impulsion dépendent du temps de relaxation $\tau = RC$, où C est la capacité du condensateur. Le temps de relaxation τ doit être grand devant le temps de collecte des électrons formés par les électrodes, sinon l'impulsion électronique s'évanouira pendant sa formation même. Les dimensions des chambres d'ionisation sont de l'ordre de plusieurs centimètres. En cours d'ionisation la vitesse des électrons est des milliers de fois plus grande que celle des ions et c'est pour cela que les électrons parviennent aux électrodes autant de fois plus vite que les ions. Par un choix judicieux de R on peut assurer que les impulsions fournies par une chambre d'ionisation correspondent à la collecte des électrons et non pas des ions. On parvient ainsi à réduire la durée d'une impulsion jusqu'à 1 µs.

Examinons à titre d'exemple le passage d'une particule α d'une énergie de 5 MeV à travers une chambre à impulsions remplie d'argon. L'énergie d'ionisation moyenne de l'atome d'argon est égale à 25 eV. Il s'ensuit qu'avant d'être ralentie une particule α crée $5\cdot 10^6 : 25 = 2\cdot 10^5$ paires d'ions. Par conséquent la quantité d'électricité qui traverse la chambre sera égale à $Q = 2\cdot 10^5\, e = 2\cdot 10^5 \times$ $\times\, 1{,}6\cdot 10^{-19} = 3{,}2\cdot 10^{-14}$ C. En posant que la capacité du condensa-

teur est $C = 10^{-11}$ F, l'impulsion de tension sera $V = Q/C = 3{,}2 \times 10^{-3}$ V. Comme la résistance R est grande, la presque totalité de cette impulsion de tension sera localisée dans R. C'est une impulsion faible qui doit être amplifiée. Si l'on utilise un autre gaz pour le remplissage de la chambre, on ne gagnera rien, car les potentiels d'ionisation moyens de tous les gaz sont comparables. D'autre part, une augmentation de V réalisée en diminuant la capacité C est limitée puisque le temps de relaxation $\tau = RC$ ne peut être inférieur à une certaine valeur. Pour se faire une idée des ordres de grandeurs des quantités auxquelles on peut avoir affaire, on notera que pour une intensité du champ électrique de 500 V/cm, la vitesse de dérive des électrons dans de l'air, pris dans des conditions de température et de pression normales, est égale à 10^6 cm/s et celle des ions à 10^3 cm/s environ. Dans une chambre de plusieurs centimètres le temps de collecte sur les électrodes est égal à $\sim 10^{-6}$ s pour les électrons et à $\sim 10^{-3}$ s pour les ions.

On continue à utiliser les chambres d'ionisation, notamment en dosimétrie, en raison de leur construction simple, de leur grande efficacité et de ce qu'elles permettent d'évaluer l'énergie des particules. D'autre part, l'amplitude du signal électrique est faible et doit être amplifiée, ce qui introduit des bruits et des parasites.

4. Les inconvénients des chambres d'ionisation sont partiellement éliminés dans les *compteurs proportionnels*. Ils sont constitués par une enceinte cylindrique faisant fonction de cathode, qui est traversée par un fil conducteur central (de 10 à 100 μm de diamètre) servant d'anode. Les compteurs proportionnels sont généralement remplis d'argon avec addition d'une petite quantité d'un gaz polyatomique. Lorsqu'une particule ionisante pénètre dans le compteur, la plupart des électrons formés se dirigent dans le champ électrique vers l'anode sans en former d'autres. Près de l'anode, à une distance comparable au diamètre du fil central, l'intensité du champ électrique E est tellement grande que les électrons provoquent une ionisation secondaire par choc et il apparaît une décharge électrique semi-autonome (cf. t. III, § 112). Ainsi l'anode collecte une avalanche d'électrons et dans certains cas le signal généré par une particule incidente est suffisamment intense pour pouvoir être enregistré sans amplification préalable. De ce point de vue le compteur proportionnel diffère de la chambre d'ionisation. Le rapport du nombre total d'électrons collectés à leur nombre initial est appelé *facteur de multiplication du gaz M*. Ce coefficient croît avec le rapport $E/\mathscr{P}$ ($\mathscr{P}$ — pression du gaz; les ions participent à la formation de l'impulsion). Dans le cas où la particule dissipe toute son énergie, le signal que délivre le compteur proportionnel est, exactement comme dans les chambres d'ionisation, proportionnel à l'énergie que la particule a dissipée pour ioniser les atomes ou les molécules du gaz. En effet l'ionisation secondaire déterminée par les électrons ne concerne

qu'une région limitée tout autour du fil central s'étendant à une distance de 10^{-2} cm de celui-ci. Le volume de cette région est négligeable devant le volume total du compteur. L'ionisation primaire s'effectue pratiquement toujours hors de cette région et tout électron primaire provoque près du fil central une avalanche électronique de puissance constante. Comme le nombre d'électrons primaires apparaissant par ionisation des atomes par la particule incidente est proportionnel à son énergie, le résultat énoncé ci-dessus en découle tout naturellement, et c'est ce qui justifie la dénomination de compteur proportionnel.

Voici quelques caractéristiques typiques des compteurs proportionnels: facteur de multiplication du gaz $M \sim 10^3$ à 10^4 et parfois 10^6; amplitude des impulsions $\sim 10^{-2}$ V pour une capacité du compteur de l'ordre de 20 pF; l'avalanche se développe en $\sim 10^{-9}$ à 10^{-8} s, mais l'instant de l'apparition du signal à la sortie du compteur dépend de l'emplacement de la particule incidente, i.e. du temps de dérive des électrons primaires jusqu'à l'anode. L'efficacité des compteurs proportionnels est pratiquement égale à 100 % lorsqu'il s'agit de particules chargées. Ils sont peu coûteux et d'emploi simple.

On utilise les compteurs proportionnels pour la détection de toutes sortes de particules: particules α, électrons, fragments de fission des noyaux atomiques, etc., ainsi que de toutes les particules neutres exerçant des interactions fortes (en détectant les particules chargées créées par ces particules neutres). Ces compteurs ont joué un rôle de premier plan dans le développement de la physique nucléaire dans les années d'avant-guerre, car ils étaient avec les chambres d'ionisation pratiquement les seuls détecteurs électroniques spectrométriques.

Le principal défaut des compteurs proportionnels est la forte variation de la hauteur d'impulsion en fonction de la composition du mélange gazeux et de la tension appliquée ainsi qu'une résolution temporelle insuffisante ($\sim 10^{-7}$ s). Lorsqu'on utilise l'impulsion totale, le temps de résolution dépend du temps de dérive des ions positifs vers la cathode, qui est de l'ordre de 10^{-4} s. Mais on peut le réduire grandement en profitant de ce que le plus grand taux de montée de l'impulsion correspond aux premiers instants d'éloignement des ions du fil central. On peut donc utiliser la partie initiale de l'impulsion et réduire le temps de résolution jusqu'à 10^{-6}-10^{-8} s avec une hauteur de l'impulsion de sortie $\sim 10^{-2}$ V.

Le domaine d'utilisation des compteurs proportionnels est limité par la longueur des traces des particules détectées. Si la trace sort du volume du compteur, il est impossible de mesurer l'énergie de la particule primaire. Il s'ensuit que les compteurs proportionnels servent à la détection et à la mesure de l'énergie des particules d'énergies faibles.

Signalons que l'apparition, à la fin des années soixante, des ordinateurs a permis d'utiliser, en physique des particules de haute énergie, des *chambres proportionnelles.* Sans entrer dans les détails, signalons seulement qu'une chambre proportionnelle se compose d'un grand nombre (10^3 à 10^4) de petits compteurs proportionnels disposés dans un même plan et généralement dans un seul volume gazeux. Ces chambres permettent de déterminer la trajectoire de la particule. Elles assument donc simultanément la fonction d'un spectrographe à enregistrement rapide et celle d'un détecteur de la trace des particules.

5. Si l'on élève la tension appliquée aux électrodes d'un compteur proportionnel, à partir d'une certaine tension la hauteur d'impulsion devient indépendante de l'énergie de la particule primaire, le dispositif fonctionnant alors en régime de décharge autonome, mais la hauteur de cette impulsion augmente avec la tension. Cet intervalle des tensions est la *région* dite *de Geiger.* Le détecteur qui fonctionne de cette façon est appelé *compteur de Geiger.* En fait c'est un intervalle de décharge gazeuse où règne un champ électrique très inhomogène. Dans les premiers modèles du compteur, fabriqués par Geiger lui-même, le champ fortement inhomogène était créé auprès d'une pointe métallique faisant fonction d'anode. Dans les modèles ultérieurs élaborés en collaboration avec Müller, l'anode fut remplacée par un fil conducteur fin tendu suivant l'axe du condensateur cylindrique. Le détecteur correspondant est appelé *compteur de Geiger-Müller,* dont une description a été donnée dans le § 8, 2, figure 15.

Les électrodes du compteur de Geiger-Müller sont enfermées dans une enceinte étanche remplie de gaz à la pression de 100 à 200 mm Hg. On applique entre les électrodes une tension de plusieurs centaines de volts. Lorsqu'une particule ionisante pénètre dans le compteur, elle donne naissance à des électrons libres qui se déplacent vers l'anode à travers le gaz. C'est au cours de ce déplacement d'électrons que se forme une avalanche. Près de l'anode où l'intensité du champ électrique est très élevée, les électrons formés lors de l'ionisation primaire sont accélérés suffisamment pour ioniser les atomes du gaz et alimentent ainsi l'avalanche qui a pris naissance. Ces nouveaux électrons (électrons secondaires) peuvent acquérir dans le champ une vitesse suffisante pour ioniser d'autres atomes et renforcer encore l'avalanche électronique. Il s'établit ainsi une décharge en couronne autonome qui se propage le long du fil central. La décharge est interrompue en insérant dans le circuit une grande résistance $R \sim 10^8$ à 10^9 ohms (un compteur non autocoupeur est représenté sur la figure 155), ou bien en utilisant pour le remplissage du compteur un mélange gazeux formé par un gaz rare additionné d'une petite quantité de vapeur d'alcool ou d'un autre gaz polyatomique et d'halogènes (compteur autocoupeur).

Dans ce dernier cas le mécanisme d'extinction de la décharge est le suivant. En l'absence de la vapeur d'alcool, les photons possé-

dant une énergie suffisante peuvent extraire des électrons de la cathode (cf. t. III, § 115) ; ces électrons se déplaçant vers l'anode renforceront les avalanches électroniques. En présence de la vapeur d'alcool, le processus décrit devient impossible parce que les molécules d'alcool absorbent intensément les photons, s'excitent et se dissocient sans cependant émettre d'électrons. Les ions positifs des gaz rares (argon) qui apparaissent lors de l'ionisation primaire ou ultérieurement se dirigent vers la cathode. Ces ions rencontrent sur leur chemin des molécules d'alcool et s'en trouvent neutralisés vu que

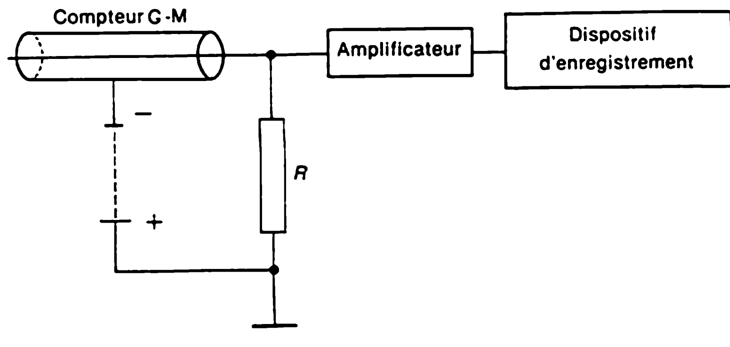


Fig. 155

le potentiel d'ionisation de l'alcool (11,7 V) est inférieur à celui de l'argon (15,7 V). C'est pourquoi lors du choc il est énergétiquement avantageux qu'un électron passe de la molécule d'alcool à l'atome d'argon. Il se forme donc des ions alcool positifs qui parviennent jusqu'à l'anode où ils se décomposent sans libérer d'électrons.

Les impulsions électriques qui apparaissent dans le circuit extérieur chaque fois qu'une décharge est amorcée dans le compteur de Geiger-Müller sont amplifiées et enregistrées (voir schéma de la figure 155). Les rayons γ sont détectés d'après les particules chargées secondaires qu'ils créent : photoélectrons, électrons de Compton, paires électron-positon, et les neutrons, d'après les noyaux de recul et les produits des réactions nucléaires évoluant dans le gaz du compteur.

Les compteurs de Geiger-Müller présentent une excellente efficacité et fournissent des signaux de grande amplitude (2 à 40 V). L'efficacité de comptage des particules chargées par les compteurs de Geiger-Müller est proche de 100 %. En ce qui concerne la détection des rayons γ l'efficacité de tous les compteurs à décharge gazeuse ne dépasse guère 1 à 3 %. Parmi les inconvénients des compteurs de Geiger-Müller signalons l'impossibilité de mesurer l'énergie des particules, une faible résolution temporelle (10^{-6} s), un grand temps

de rappel (10^{-4} à 10^{-3} s). Ce dernier dépend du temps de dérive vers la cathode des ions positifs qui sont formés par ionisation du gaz de remplissage du compteur.

6. Les détecteurs d'ionisation à gaz ont joué un rôle décisif pendant la première étape du développement de la physique nucléaire. On les utilisait pour la détection des radiations radioactives naturelles et des rayons cosmiques. Depuis la mise en exploitation des accélérateurs produisant de puissants faisceaux de particules chargées (10^6 à 10^7 particules/s) de grandes énergies, les détecteurs d'ionisation à gaz s'avérèrent trop lents et ont cédé le pas aux *compteurs à scintillation* et aux *compteurs de Cerenkov*. Ces compteurs s'avérèrent commodes pour l'étude des rayons cosmiques.

Un compteur à scintillation est constitué par un milieu susceptible d'émettre des rayonnements de phosphorescence et de fluorescence après excitation par une particule chargée et par un photomultiplicateur électronique qui est un dispositif extrêmement sensible et à réponse rapide (cf. t. III, § 103). Après qu'une particule chargée pénétrant dans le scintillateur excita les atomes ou les molécules du milieu, revenant à leur état fondamental ces atomes et ces molécules émettent des photons; en tombant sur la cathode du photomultiplicateur, ces photons en extraient des électrons, ce qui se traduit par l'apparition sur la cathode d'une impulsion électrique qu'on amplifie.

Du fait de sa grande sensibilité et de sa réponse rapide, les scintillateurs sont devenus des détecteurs largement utilisés. Leur haute sensibilité tient à ce que le photomultiplicateur comporte jusqu'à 10-20 *dynodes* fabriquées en un matériau spécial. En moyenne chaque électron tombant sur une dynode en extrait de 3 à 10 électrons. Le flux d'électrons s'échappant de la dernière dynode et tombant sur l'anode crée une impulsion électrique qu'on enregistre par les procédés radiotechniques connus. On obtient ainsi un important coefficient d'amplification (10^6 à 10^8), une réponse rapide ($\sim 10^{-8}$ s) et stable, une bonne résolution temporelle ($\sim 10^{-9}$ s). Une caractéristique très estimée des photomultiplicateurs électroniques est la linéarité de l'amplification. Une autre raison, non moins importante, de la grande popularité de cette méthode de détection est qu'on utilise en qualité de scintillateurs des matériaux qui sont transparents pour le rayonnement qu'ils émettent eux-mêmes, ce qui a pour résultat de faire participer à la détection tout le volume du scintillateur et non seulement sa couche superficielle.

La partie de l'énergie de la particule incidente qui est convertie en énergie lumineuse est appelée *efficacité de conversion* η. Ce sont les cristaux de NaI activés au thallium, les cristaux d'anthracène et de ZnS qui possèdent les plus grandes efficacités de conversion. Pour ces matériaux la longueur d'onde correspondant au maximum de τ se situe dans le spectre visible près de son bord ultraviolet. Après le passage d'une particule l'intensité de la luminescence varie en fonc-

tion du temps suivant la loi exponentielle: $I \sim e^{-t/\tau}$, où τ est le temps de désexcitation qui dépend du temps de vie des niveaux excités. Pour la plupart des scintillateurs $\tau \sim 10^{-9}$ à 10^{-5} s. Plus τ est petit, plus la réponse du détecteur est rapide. Ce sont les matières plastiques qui possèdent les plus petits τ.

7. L'utilisation des liquides transparents en qualité de scintillateurs a permis de réaliser des scintillateurs de très grandes dimensions. La fabrication d'un scintillateur à cristal de dimensions comparables est difficile, sinon impossible, car il faut que le cristal soit homogène. Signalons qu'en 1956 Reines et Cowan ont réussi à enregistrer l'interaction de l'antineutrino avec la matière à l'aide des scintillateurs à liquide (cf. § 74, 15). Pour la détection ils utilisèrent un scintillateur contenant 5000 litres d'eau additionnée d'une substance luminescente et enrichie en cadmium. Les antineutrinos étaient fournis par un réacteur nucléaire débitant un flux de $\sim 10^{13}$ antineutrinos/cm²·s. Le scintillateur était disposé à grande profondeur sous terre pour réduire autant que possible le fond du rayonnement cosmique et il était isolé du réacteur. Dans ces expériences on étudiait la réaction

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+, \tag{86.1}$$

dans laquelle l'antineutrino intéragissait avec les protons de l'eau du scintillateur. Le positon était annihilé par interaction avec un électron de la matière avec émission de deux photons γ, ce qui produisait une première lueur de fluorescence. Le neutron était ralenti au bout de quelques microsecondes jusqu'aux vitesses proches des vitesses thermiques et était alors capté par le cadmium. Le noyau de cadmium se transforme par capture d'un neutron en un noyau fils possédant une énergie d'excitation de 9,1 MeV. En revenant à l'état fondamental ce noyau émet une cascade de photons γ, ce qui provoque une seconde lueur de fluorescence. Ces deux lueurs étaient enregistrées par des circuits de coïncidence, qui permettaient de séparer l'événement cherché du rayonnement de fond. En moyenne on enregistrait ainsi 3 événements par heure, la mise en œuvre de l'expérience ayant demandé près de 6 mois de travail. On a trouvé que la section efficace de la réaction (86.1) était égale à $\sigma \approx (11 \pm 4) \times$ $\times 10^{-44}$ cm².

8. Dans les compteurs de Cerenkov on utilise le *rayonnement de Vavilov-Cerenkov* (cf. § 6 et t. IV, § 38). Ce rayonnement apparaît lorsqu'une particule chargée se déplace dans un milieu avec une vitesse v qui dépasse la vitesse de phase de la lumière c/n (n — indice de réfraction) dans ce milieu. Dans le compteur de Cerenkov ce milieu est appelé *radiateur*. Ce dernier doit être transparent pour le rayonnement de Cerenkov et doit présenter un faible taux de scintillations, qui créent des signaux parasites. En qualité de radiateurs pour enregistrement de particules animées de vitesses relativement faibles, on

utilise le plexiglas ($n = 1{,}5$), le verre au plomb ($n = 1{,}5$) et l'eau ($n = 1{,}33$). Le système optique du compteur concentre la lumière émise par la particule sur la cathode d'un photomultiplicateur afin de transformer le signal lumineux en un signal électrique. La quantité totale de lumière tombant sur la cathode du compteur est généralement plusieurs fois plus petite que celle émise par un scintillateur, mais elle est suffisante pour être enregistrée après transformation en signal électrique et amplification de ce dernier. C'est la mise en œuvre du photomultiplicateur qui permet d'enregistrer le passage de particules isolées dans un compteur de Cerenkov. Comme l'émission lumineuse y est instantanée, le temps de résolution de ces compteurs atteint 10^{-9} s.

Le rayonnement de Vavilov-Cerenkov est fortement directionnel. Il est concentré dans une mince couche adjacente à la surface du cône dont les génératrices font avec la direction de propagation de la particule un angle

$$\vartheta = \arccos\frac{c}{nv} = \arccos\frac{1}{\beta n}. \qquad (86.2)$$

C'est ce caractère directionnel du rayonnement qui est mis à profit dans les compteurs de Cerenkov. Si la vitesse v de la particule est proche de la vitesse de la lumière, on utilise des *radiateurs gazeux*. Dans ce dernier cas l'angle ϑ et partant l'intensité du rayonnement sont très faibles. Pour que la lueur soit suffisamment intense pour pouvoir être enregistrée, on est obligé d'accroître la longueur du compteur jusqu'à 10 m et plus. Un avantage du compteur à gaz est qu'on peut faire varier continûment n en modifiant la pression du gaz.

On distingue les compteurs de Cerenkov *à seuil*, *différentiel* et *à absorption totale*. Les compteurs à seuil doivent enregistrer toutes les particules dont la vitesse est supérieure à une certaine valeur (seuil). Les compteurs différentiels détectent les particules dont les vitesses sont comprises dans un certain intervalle $v_1 < v < v_2$. On y parvient à l'aide d'un système optique sélectionnant les rayons lumineux dont les directions font les angles ϑ_1 et ϑ_2 avec la direction de propagation des particules. Une lentille ou un miroir sphérique de distance focale f placés sur le chemin de ces rayons les focalisent sur un diaphragme annulaire à fente de rayons $R_1 = f\vartheta_1$ et $R_2 = f\vartheta_2$ (les angles ϑ_1 et ϑ_2 sont petits) et de là ils sont dirigés vers un photomultiplicateur. Ainsi ne sera enregistrée que la lumière émise par les particules émettant dans un intervalle angulaire donné et possédant des vitesses comprises dans l'intervalle correspondant. Ce procédé permet de sélectionner des particules dont les valeurs de β ne diffèrent que de 10^{-6} par rapport aux autres particules.

Le compteur de Cerenkov à absorption totale est conçu pour la détection et la spectrométrie des électrons et des photons γ. Il se compose d'un bloc de radiateurs de grande épaisseur dans lequel

l'électron ou le photon γ créent une avalanche d'électrons et de photons et perdent la totalité (ou la presque totalité) de leur énergie. Le plus souvent le radiateur est en verre à forte teneur de plomb. Un radiateur de 40 cm d'épaisseur ralentit complètement les électrons d'une énergie de 10 GeV. La quantité de lumière émise dans les compteurs de ce type est proportionnelle à l'énergie de l'électron ou du photon γ primaire.

Pour la détection de particules chargées possédant une énergie de $\sim 10^2$ à 10^3 GeV on utilise des compteurs dans lesquels les lueurs apparaissent lorsque la particule enregistrée traverse la frontière des deux milieux ayant des propriétés très différentes (*rayonnement transitoire*). L'intensité de la lumière émise est proportionnelle à l'énergie de la particule tout en étant beaucoup plus faible que le rayonnement de Cerenkov. Aussi les compteurs utilisant le rayonnement transitoire comportent-ils des centaines de couches alternées gaz-solide.

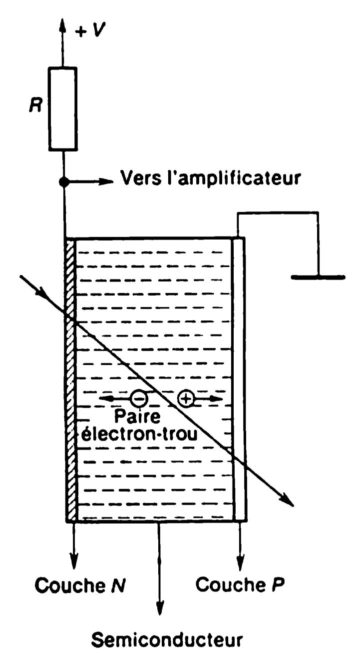


Fig. 156

9. A la fin des années cinquante, après que furent surmontées toutes sortes de difficultés techniques, on disposa de *compteurs à semiconducteur*. Ces compteurs utilisent le rayonnement transitoire dans la gamme de rayons X et possèdent un bel avenir en physique des grandes énergies (TeV) pour les besoins de l'identification. Le schéma de principe de ces compteurs est représenté sur la figure 156. Le principe de leur fonctionnement est le même que celui d'une chambre d'ionisation, à cela près que le gaz est remplacé par un semiconducteur. En découle l'avantage que sur une même longueur de trajet une particule chargée dissipe dans un corps solide une énergie qui est des centaines de fois plus grande que celle qu'elle peut dissiper dans un gaz. En traversant le semiconducteur la particule chargée provoque la transition des électrons de la bande de valence dans la bande de conduction en faisant apparaître une paire électron-trou (cf. t. III, § 100.) L'énergie de seuil W requise pour créer une paire électron-trou est égale à $\sim 0,7$ eV dans le germanium et à 1,1 eV dans le silicium. En notant $\mathcal{E}$ l'énergie de la particule incidente, cette dernière créera sur son trajet dans le semiconducteur $\mathcal{E}/W$ paires électron-trou. Le champ électrique appliqué aux bornes du semi-

conducteur draine les charges négatives vers la surface chargée positivement, et les charges positives vers la surface chargée négativement. Cela donne naissance à un signal électrique dans le circuit extérieur qui, après amplification, est enregistré. Pour que le semiconducteur ne soit traversé par aucun courant en l'absence de particules chargées incidentes, les surfaces du semiconducteur sont fortement dopées, l'une avec des donneurs, l'autre avec des accepteurs (cf. t. III, § 108). La couche chargée négativement (N) est connectée au pôle positif et la couche chargée positivement (P) est connectée au pôle négatif d'une source extérieure. A la température ordinaire le mouvement d'agitation thermique peut donner naissance à des impulsions de courant fortuites, aussi refroidit-on les détecteurs à semiconducteurs jusqu'à la température de l'azote liquide.

Les dimensions des détecteurs à semiconducteur sont petites — quelques cm ; sont considérés comme grands les compteurs dont le volume atteint 100 cm^3. Les petites dimensions de la zone dite sensible permettent d'obtenir une résolution temporelle de 10^{-7} s. Dans la gamme des basses énergies (électrons jusqu'à 2 MeV, protons jusqu'à 20 MeV), les compteurs à semiconducteurs possèdent une efficacité atteignant pratiquement 100 %, un court temps de résolution et surpassent tous les autres compteurs par leur compacité et par la précision de la mesure des énergies.

10. Le plus ancien détecteur « visuel » des traces des particules est la *chambre de Wilson* (1869-1959) qui l'inventa en 1912. Le principe de fonctionnement de cette chambre a été décrit dans le tome III, § 33, problème 4. Le principe de fonctionnement repose sur la propriété qu'ont les vapeurs sursaturées d'eau ou d'alcool de se condenser au voisinage d'ions formés tout le long de la trajectoire d'une particule chargée. A l'instant convenable on éclaire la chambre avec un flash et on la photographie à l'aide de plusieurs appareils photographiques pour obtenir des images stéréoscopiques des traces. On identifie la particule et ses propriétés d'après la longueur de son parcours, l'épaisseur de la trace et son incurvation dans un champ magnétique. En mesurant le rayon de courbure de la trace, la courbure étant déterminée par l'application d'un champ magnétique intense, on peut calculer l'impulsion de la particule et le signe de sa charge. Cette méthode a été proposée en 1923 indépendamment l'un de l'autre par P. Kapitsa et D. Skobeltsyne (né en 1892). La chambre de Wilson a joué un rôle remarquable en physique nucléaire et en physique des rayons cosmiques. Pendant plusieurs décennies ce fut l'unique détecteur des traces laissées par les particules chargées, mais à la fin des années cinquante il fut supplanté par la *chambre à bulles* et la *chambre à étincelles*. De nos jours la chambre de Wilson est surtout utilisée comme appareil de démonstration en salle de cours.

D'après le principe de fonctionnement, la *chambre à diffusion* est proche de la chambre de Wilson. Dans cette dernière la sursa-

turation de la vapeur est assurée par une détente adiabatique du gaz (contenant de la vapeur d'eau ou d'alcool), tandis que dans la chambre à diffusion, la sursaturation est obtenue par l'écoulement continu de la vapeur depuis la surface chaude du couvercle de la chambre vers une surface plus froide située sur son fond. A la différence de la chambre de Wilson, dans la chambre à diffusion l'état de sursaturation existe en permanence dans une couche de vapeur horizontale dans laquelle les particules ionisantes laissent des traces. La chambre à diffusion est donc sensible au passage des particules ionisantes à tout instant.

11. Le détecteur à traces des particules chargées le plus utilisé aujourd'hui est la *chambre à bulles* qui fut inventée en 1954 par Glaser (né en 1926). Le principe de fonctionnement de la chambre à bulles a été décrit dans le tome II, § 119. L'idée de base est qu'une substance peut subsister à l'état liquide au-dessus du point d'ébullition. Le liquide surchauffé est instable et se met à bouillir au bout d'un certain temps. Dans les chambres à bulles on utilise surtout les substances liquéfiées suivantes: l'hydrogène, le deutérium, un mélange de néon et d'hydrogène (chambres cryogéniques), le propane (C_3H_8), le fréon et le xénon généralement mélangé à du propane (chambres à liquides lourds). Pour surchauffer le liquide on abaisse brusquement la pression depuis une valeur initiale $P_1 > P_0$ jusqu'à la valeur $P < P_0$ (P_0 étant la pression d'équilibre à la température T). L'abaissement de la pression est réalisé par le déplacement rapide d'un piston dans les chambres à hydrogène liquide ou à l'aide d'une membrane élastique (dans les chambres à propane et à fréon). La pression est abaissée en l'espace de 5 à 15 ms, après quoi le liquide se trouve à l'état surchauffé et sensible au passage des particules chargées. On laisse entrer les particules à l'instant où la sensibilité de la chambre atteint sa valeur maximale.

Lorsqu'une particule chargée traverse un liquide surchauffé, elle crée tout le long de sa trajectoire des centres d'ébullition. Selon les conceptions modernes la création de centres d'ébullition est due aux électrons δ, i.e. aux électrons secondaires émis par les atomes du milieu lors de leurs collisions avec une particule ionisante. Ces électrons sont absorbés par de très petits volumes du liquide, ce qui les échauffe et détermine la formation de centres d'ébullition, puis la formation et la croissance de bulles. En l'espace de 0,5 à 3 ms les bulles croissent jusqu'à 50-300 μm et peuvent être photographiées à l'aide de plusieurs caméras à flash.

On utilise généralement les chambres à bulles pour l'enregistrement des actes d'interaction des particules de grande énergie avec les noyaux du liquide de la chambre, ainsi que pour l'enregistrement des actes de désintégration des particules incidentes. Dans le premier cas le liquide contenu dans la chambre fait simultanément fonction de cible et de détecteur.

Les distorsions des traces des particules dans les chambres à bulles sont faibles et sont dues surtout à de multiples diffusions.

L'efficacité de détection dépend en premier lieu des dimensions de la chambre. Le plus souvent les chambres à bulles ont des dimensions de 1 à 2 m. Les accélérateurs de très grandes énergies sont dotés de chambres à bulles de très grandes dimensions. Par exemple, la chambre à bulles à hydrogène « Mirabelle » de fabrication française, installée à l'Institut de la Physique des hautes énergies auprès de l'Académie des Sciences de l'U.R.S.S. (Serpukhov), a un volume de 10 m^3, et la chambre à hydrogène du laboratoire National des accélérateurs des U.S.A. a un volume de 30 m^3.

Les chambres à bulles ont joué un rôle important dans la découverte et l'étude des particules étranges, des particules instables, des résonances, etc.

Le principal inconvénient des chambres à bulles est l'impossibilité de faire un tri des événements en cours de détection. Lorsqu'il s'agit d'événements rares, on est obligé de procéder au dépouillage d'un très grand nombre de clichés. Parmi les autres inconvénients mentionnons l'impossibilité de discerner les particules relativistes. Aux très hautes énergies il faudrait scinder le faisceau de particules, mais ce n'est guère facile à réaliser. Même dans les plus grandes chambres on ne peut introduire plus de 5 à 6 particules chargées. En conséquence les processus caractérisés par une section efficace inférieure à 1 microbarn ne se laissent pratiquement pas observer (à l'exclusion des neutrinos qui peuvent être admis en quantité de l'ordre de 10^{10}), tandis que les dispositifs électroniques peuvent accepter jusqu'à 10^7-10^8 particules par seconde.

12. Le détecteur à traces des particules chargées le moins onéreux est l'*émulsion photosensible en couche épaisse.* Ces émulsions possèdent une plus grande sensibilité et une plus grande épaisseur (mesurées en centaines de μm) que les émulsions photographiques ordinaires (épaisseur de $\sim$10 μm). Les plaques recouvertes d'une couche d'émulsion photosensible sont placées sur le trajet des particules ionisantes, puis développées. La particule laisse une trace formée par les grains d'argent métallique (dimension des grains $\sim$0,3 μm). On examine ces traces au microscope avec un grossissement de 500 à 1000 fois. Connaissant la masse de la particule, la mesure de la longueur du parcours permet d'en déduire son énergie, tandis que la mesure de la densité des grains permet d'évaluer les pertes d'énergie et partant la vitesse de la particule incidente. On peut placer les plaques dans un champ magnétique afin de mesurer l'impulsion des particules, mais comme les traces sont courtes, le champ appliqué doit être très intense. Le principal inconvénient de cette méthode est le dépouillement des plaques qui est fort laborieux puisqu'il faut les examiner une par une au microscope.

Au cours de ces dernières années la technique des émulsions

photosensibles connaît un regain d'actualité en vue de l'étude des quarks lourds (étude de particules ayant une vie de 10^{-12} à 10^{-13} s).

On utilise des *montages hybrides* comprenant des détecteurs électroniques pour l'identification des particules et des émulsions pour fixer les pics. Dans les montages hybrides on peut fixer les pics à l'aide de petites chambres à bulles à action rapide de haute résolution (les informations sont recueillies à l'aide de techniques lasers et holographiques, la résolution est de quelques dizaines de microns).

13. La *chambre à étincelles*, qui fit son apparition à la fin des années cinquante, joint la détection directe (i.e. ne nécessite aucun traitement ultérieur) avec la richesse d'information propre aux détecteurs à traces. Le principe de fonctionnement repose sur la formation d'une décharge gazeuse à étincelle chaque fois qu'une particule ionisante pénètre dans la chambre. La chambre la plus simple qu'on puisse imaginer est constituée de deux plaques métalliques planes et parallèles (électrodes), entre lesquelles se trouve un gaz (Ne, Ar ou bien leur mélange). L'aire des électrodes est de quelques dizaines de cm^2 jusqu'à plusieurs m^2. A l'instant où une particule chargée pénètre dans l'enceinte ou au bout d'un court intervalle de temps (~ 1 µs), sur commande d'un système de détecteurs (compteurs à scintillations, compteurs de Cerenkov, etc.) qui signalent l'apparition de l'événement recherché, on applique à la chambre une courte impulsion (~ 10 à 100 ns) de haute tension (5 à 20 kV/cm). Les électrons qui sont libérés lors de l'ionisation du gaz le long de la trajectoire de la particule sont accélérés par le champ électrique et déterminent l'ionisation et l'excitation d'autres atomes. Ainsi, sur une faible longueur du trajet de la particule sont créées des avalanches d'électrons et de photons qui donnent naissance soit à des décharges à étincelle visibles à l'œil, soit à des lueurs localisées dans de petits domaines (*streamers*).

Une chambre à étincelles est constituée par une succession de plaques métalliques séparées par des intervalles de ~ 1 cm. Une plaque sur deux est à la masse, tandis que les plaques voisines sont portées à une tension élevée (quelques kV) à l'instant du passage d'une particule. Une décharge s'amorce alors entre les plaques tout le long de la ligne d'ionisation et donnera lieu à une succession d'étincelles visibles qui reproduisent la trajectoire de la particule à une fraction de mm près. La résolution temporelle est $\sim 10^{-6}$ s, le temps mort $\sim 10^{-3}$ s.

Dans les chambres à étincelles à grands intervalles la distance entre les plaques est de 3 à 50 cm. Les avalanches d'électrons et de photons qui se développent au passage de la particule primaire se rejoignent pour former un étroit canal lumineux le long de la trajectoire de la particule. Dans ce régime de fonctionnement on ne peut enregistrer que les traces qui font un angle inférieur à 50° avec la direction du champ électrique régnant dans la chambre.

Pour pouvoir observer les traces aux grands angles, jusqu'à 90°, on utilise le *régime* dit *des streamers*. La *chambre à streamer* est une variante de la chambre à étincelles à laquelle on applique une impulsion de haute tension (~20 kV/cm) à front de montée plus abrupt et d'une durée de ~10 ns. Dans cette chambre la décharge déclenchée par l'impulsion de haute tension est rapidement bloquée. De ce fait la trace d'une particule chargée ayant traversé la chambre se présente comme une succession de streamers isolés, chacun d'une longueur de quelques mm.

Ces deux types de chambres (à étincelles et à streamers) possèdent une haute efficacité pour la détection simultanée de plusieurs particules (avalanches de particules) et une grande précision spatiale et angulaire de détermination de la trajectoire ($\sim 10^{-3}$ rad).

L'enregistrement des trajectoires s'effectue à l'aide d'ordinateurs (cf. sous-paragraphe 1). Les coordonnées des étincelles sont enregistrées dans la mémoire de l'ordinateur et y sont aussitôt traitées.

CHAPITRE XIII

LES RÉACTIONS NUCLÉAIRES

§ 87. Terminologie et définitions

1. Il a été maintes fois question des réactions nucléaires tout au long de notre cours. Nous allons examiner maintenant les questions qui s'y rapportent de façon plus systématique en les reprenant chaque fois que c'est nécessaire.

Dans le sens large du terme on appelle réaction nucléaire le processus qui résulte de la collision de plusieurs (généralement de deux) particules nucléaires ou élémentaires. Cette définition couvre aussi bien la diffusion élastique des microparticules, par exemple la diffusion nucléon-nucléon. Lors de la diffusion élastique aucune nouvelle particule n'apparaît, les particules ne sont pas excitées, et elles ne font qu'échanger leurs énergies et leurs impulsions. Une diffusion inélastique ne s'accompagne pas non plus de l'apparition de nouvelles particules, mais l'une d'elles au moins passe à un état excité. Dans le cas d'une réaction nucléaire proprement dite, les propriétés internes et la composition du noyau cible changent et il s'en échappe de nouvelles particules.

En règle générale les réactions nucléaires font intervenir des interactions nucléaires fortes quoique des exceptions soient possibles. Par exemple, le processus de désintégration d'un noyau sous l'action des rayons γ de grande énergie ou d'électrons rapides est une réaction nucléaire qui évolue sous l'action des forces électromagnétiques et non pas des forces nucléaires, puisque ces dernières sont sans action sur les photons et les électrons. Dans un sens large on doit classer parmi les réactions nucléaires les processus qui ont lieu lors de la collision des neutrinos avec d'autres particules, quoique ces processus fassent intervenir des interactions faibles.

Dans le sens étroit du terme qui concerne surtout le présent chapitre, une réaction nucléaire est le processus de formation de nouvelles particules qui résultent de la collision d'un noyau ou d'une particule élémentaire avec un autre noyau. Les réactions nucléaires peuvent se produire dans les conditions naturelles (par exemple au sein des étoiles ou dans les rayons cosmiques), mais on les étudie dans des expériences de laboratoire où les particules chargées sont

accélérées dans des accélérateurs. Dans ces cas les particules les plus lourdes sont au repos et sont désignées sous le nom de *particules cibles*, tandis que les particules légères bombardent la cible dans la composition du *faisceau accéléré*. Dans les accélérateurs à anneaux de collision les particules sont dirigées à la rencontre les unes des autres et on ne peut donc distinguer les particules cibles et les particules incidentes. D'autre part la cible ne peut être constituée de neutrons et d'autres particules élémentaires puisqu'il n'existe aucun procédé pour en faire des objets cibles.

2. L'accélération des particules assure le rapprochement des particules (de deux noyaux, d'un noyau et d'un nucléon, etc.) à une distance $\sim 10^{-13}$ cm, qui correspond à la portée des forces nucléaires. L'énergie de la particule incidente chargée positivement doit être de l'ordre de la barrière de potentiel coulombienne du noyau ($\sim$10 MeV pour une particule ne portant qu'une seule charge) ou supérieure à la hauteur de cette barrière. Dans ces conditions la réaction nucléaire est rendue possible en accélérant la particule incidente dans un accélérateur. La particule incidente peut posséder une énergie inférieure à la hauteur de la barrière coulombienne, comme ce fut le cas dans les expériences classiques de Cockroft (1897-1967) et Walton (né en 1903) qui réalisèrent pour la première fois, en 1932, la désintégration artificielle des noyaux de lithium en les bombardant avec des protons accélérés (voir ci-dessous réaction (87.1)). Mais dans ces expériences le proton entrait dans le noyau du lithium par effet tunnel à travers la barrière de potentiel coulombienne. La probabilité de ce dernier processus est évidemment très petite. La barrière de potentiel coulombienne n'existe pas pour les particules neutres ou portant une charge négative, de sorte que les réactions nucléaires peuvent évoluer même sous l'action de particules incidentes animées de vitesses thermiques.

3. La notation des réactions nucléaires, qui est la plus généralement admise et permettant au mieux de visualiser le processus concerné, est la notation chimique. Dans le premier membre on indique toutes les particules initiales, puis après une flèche on note tous les produits de la réaction. Par exemple, la notation

$$ {}^{1}_{1}\mathrm{p} + {}^{7}_{3}\mathrm{Li} \rightarrow {}^{1}_{0}\mathrm{n} + {}^{7}_{4}\mathrm{Be} \qquad (87.1) $$

représente la réaction nucléaire dans laquelle on soumet l'isotope ${}^{7}_{3}\mathrm{Li}$ au bombardement par des protons, ce qui produit un neutron et l'isotope de béryllium ${}^{7}_{4}\mathrm{Be}$. La notation

$$ \gamma + {}^{9}_{4}\mathrm{Be} \rightarrow 2\,{}^{4}_{2}\mathrm{He} + {}^{1}_{0}\mathrm{n} $$

désigne la réaction de désintégration du noyau ${}^{9}_{4}\mathrm{Be}$ en deux particules α et un neutron. Le mode d'écriture des réactions nucléaires a déjà été maintes fois utilisé dans ce qui précède, quoique sans explications.

Les réactions nucléaires prises dans le sens restreint de ce terme sont souvent écrites sous une forme abrégée, telle que A (a, bcd...) B, où A est le noyau cible, a la particule incidente, b, c, d... sont les particules éjectées lors de la réaction et B est le noyau résiduel (entre parenthèses on note après la virgule les produits les plus légers de la réaction et en dehors de la parenthèse, les particules lourdes). Par exemple, la réaction (87.1) peut s'écrire ^{7}Li (p, n) ^{7}Be. La notation ^{40}Ca (γ, pn) ^{38}K signifie l'éjection d'un proton et d'un neutron par un noyau ^{40}Ca sous l'action d'un photon γ avec production du noyau de potassium ^{38}K. On utilise souvent une notation encore plus compacte en n'indiquant que les particules légères sans mentionner les noyaux participant à la réaction. Par exemple, la notation (p, n) désigne l'expulsion d'un neutron d'un noyau bombardé par un proton.

Une réaction nucléaire peut évoluer de plusieurs façons différentes, par exemple : ^{63}Cu (p, n) ^{63}Zn ; ^{63}Cu (p, 2n) ^{62}Zn ; ^{63}Cu (p, pn) ^{62}Cu ; ^{63}Cu (p, p) ^{63}Cu; ^{63}Cu (p, p′) ^{*63}Cu (diffusion inélastique des protons). L'ensemble des particules entrant en collision dans un état quantique déterminé (par exemple p et le noyau ^{63}Cu) est appelé *voie d'entrée de la réaction nucléaire*. Les particules qui sont créées lors d'une réaction nucléaire dans des états quantiques déterminés (par exemple p, n et noyau ^{62}Cu ayant des valeurs déterminées des moments orbitaux et des projections des spins sur une direction donnée) constituent la *voie de sortie d'une réaction nucléaire*.

4. En termes de mécanique quantique la description quantitative des réactions nucléaires ne peut être que *statistique*, ce qui signifie qu'il ne peut être question que des probabilités des différents processus caractérisant la réaction nucléaire. Par exemple, la réaction a + A → b + B, qui comporte aussi bien à l'état initial qu'à l'état final deux particules, peut alors être complètement caractérisée par la *section efficace différentielle* $d\sigma/d\Omega$ de diffusion dans un angle solide $d\Omega = \sin\vartheta d\vartheta d\varphi$, où ϑ et φ sont respectivement l'angle polaire et l'angle azimutal de sortie de l'une des particules (généralement la plus légère), l'angle ϑ étant mesuré par rapport à la direction de la particule incidente. La variation de la section différentielle en fonction des angles ϑ et φ est appelée *distribution angulaire*. On appelle *section totale* la section efficace qui caractérise l'intensité de la réaction ; on la détermine en intégrant la section différentielle sur tous les angles ϑ et φ :

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega. \quad (87.2)$$

Si la particule incidente et les particules de la cible ne possèdent pas de spins ou si elles sont orientées au hasard, tous les processus présentent une symétrie axiale par rapport à la direction de la particule incidente. Dans ce dernier cas $d\sigma/d\Omega$ ne dépend que de l'angle polaire ϑ, ce qui permet d'écrire $d\Omega = 2\pi \sin\vartheta d\vartheta$.

La grosse majorité des recherches expérimentales sont effectuées dans le *système de laboratoire*, i.e. dans le référentiel par rapport auquel la cible est au repos. Dans les études théoriques on donne la préférence au *système du centre de masse* (S.C.M.) dans lequel l'impulsion totale des particules entrant en collision est égale à zéro. Les résultats établis pour le S.C.M. peuvent être évalués par rapport au système de laboratoire, mais nous omettrons de faire le calcul correspondant. Dans les réactions nucléaires définies dans le sens restreint du terme, la masse de la particule incidente est généralement beaucoup plus petite que la masse du noyau. Dans le cas de mouvements non relativistes le centre de masse coïncide pratiquement avec le centre de la particule lourde, de sorte que les deux systèmes de référence peuvent être confondus. Dans le cas où la particule incidente est animée d'une vitesse superrelativiste (presque égale à la vitesse de la lumière), son énergie cinétique est de beaucoup supérieure à la somme des énergies au repos des deux particules, et les deux systèmes de référence sont très différents.

Lorsqu'on veut donner une caractéristique quantitative plus précise d'une réaction nucléaire, on doit indiquer les sections différentielles et totales des différents types (voies) des réactions inélastiques. Dans le cas de processus multiples, on fait appel aux *sections* dites *inclusives* qui indiquent la probabilité de création, lors d'une collision donnée, d'une particule ou d'un groupe de particules.

5. Considérons maintenant le cas où les spins des particules participant à la réaction ne sont pas nuls. Si ces spins sont orientés d'une certaine façon, on dit que les particules sont *polarisées*. Par exemple, la polarisation de la lumière est liée à l'orientation du spin des photons. Une particule ayant une masse au repos non nulle et un spin I possède $2I + 1$ états quantiques correspondant aux différentes valeurs de la projection du spin sur une direction donnée. L'état de la particule est la superposition de ces différents états. Si les coefficients de superposition sont complètement déterminés (*état pur*), on dit que *la particule est totalement polarisée*, mais si ces coefficients ne sont pas parfaitement déterminés et sont donnés par des caractéristiques statistiques (*état mixte*), *la particule n'est que partiellement polarisée*. Dans ce dernier cas on introduit le *vecteur polarisation* dont la valeur absolue est appelée *polarisation* tout court et est donnée en pour cent. Le vecteur polarisation est égal au quotient de la valeur moyenne du spin par la valeur maximale de sa projection. Si le vecteur polarisation n'est pas parallèle à l'impulsion de la particule incidente, la distribution angulaire des particules après réaction n'aura pas nécessairement une symétrie axiale, autrement dit peut dépendre de l'angle azimutal φ. La polarisation peut apparaître à la suite de la réflexion ou de la diffusion d'un faisceau non polarisé de particules par une cible non polarisée. Cet effet qui rappelle la polarisation résultant de la réflexion

de la lumière naturelle sur les diélectriques isotropes est utilisé lorsqu'on désire obtenir des particules polarisées. On constate que le vecteur polarisation des particules est perpendiculaire au plan de diffusion.

6. On peut visualiser la section efficace comme la *surface effective de la cible* sur laquelle doit tomber la particule incidente pour provoquer la réaction désirée. En raison des propriétés ondulatoires et quantiques des particules, cette interprétation n'est que rarement valable. Pour toute particule quantique il existe notamment une probabilité différente de zéro de traverser sans déviation une région où la particule est soumise à l'action des forces. Dans ces conditions la section efficace totale est plus petite que la section offerte aux particules incidentes par la particule cible. Dans ce cas, par analogie avec l'optique, on dit que le noyau-cible est *semi-transparent* (*objet gris*).

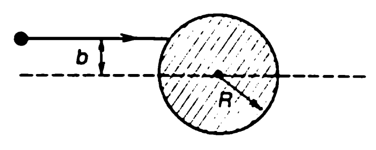


Fig. 157

Compte tenu des propriétés ondulatoires des particules, une diffusion parfaitement inélastique, lors de laquelle le corps diffusant ne ferait qu'adsorber toutes les particules incidentes, est également impossible, sinon derrière l'objet serait créée une ombre bien définie, ce qui est exclu, car l'ombre sera nécessairement diffuse par suite de la diffraction. Or cela implique l'existence de particules diffusées à différents angles, ce qui signifie que l'absorption sera accompagnée d'une diffusion élastique. En raison de son origine cette diffusion est dite *de diffraction.*

La section efficace σ des réactions nucléaires dépend de l'énergie $\mathcal{E}$ que possède la particule expulsée, du type de la réaction, des angles de sortie et de l'orientation des spins des particules formées dans la réaction. La valeur de σ est comprise entre 10^{-27} et 10^{-21} cm^2. Si la longueur $\lambda\!\!\!^{-}$ de l'onde de de Broglie de la particule incidente est petite devant le rayon R du noyau (fig. 157), on peut appliquer les méthodes de l'optique géométrique. Dans ce cas (pour les réactions non résonantes et pour des noyaux opaques) la section efficace de réaction est déterminée par la section géométrique du noyau: $\sigma \approx \pi R^2$. Bien entendu il s'agit là d'une formule approchée puisque σ est une grandeur exacte déterminée statistiquement, tandis que la définition du rayon R du noyau contient un certain élément d'indétermination et de convention. Cela se traduit notamment en ce que la section efficace de réaction varie avec la variation de la vitesse de la particule incidente. Aux vitesses faibles, lorsque $\lambda \gg R$, les méthodes de l'optique géométrique ne s'appliquent plus et c'est surtout $\lambda\!\!\!^{-}$ qui prédomine dans le calcul de σ (cf. § 88). (R et $\lambda\!\!\!^{-}$ sont en effet des quantités homogènes à une longueur qui figurent toutes deux dans la formule de σ.)

Pour décider laquelle de ces deux quantités prédomine dans un cas donné, il importe de déterminer l'énergie $\mathscr{E}$ du nucléon incident pour laquelle $R = \lambda\!\!\!^{-}$. Puisque $\mathscr{E} = p^2/(2m)$ (m — masse du nucléon) et $p = \hbar/\lambda\!\!\!^{-}$, on trouve pour $\lambda\!\!\!^{-} = R$

$$p = \hbar/R \text{ et } \mathscr{E} = \hbar^2/(2mR^2).$$

En appliquant la formule (65.1) il vient

$$\mathscr{E} = \frac{\hbar^2}{2mr_0^2\ A^{2/3}} = \frac{(\hbar c)^2}{2\pi mc^2 r_0^2 A^{2/3}}$$

et après substitution de la valeur numérique de r_0 de la formule (65.2) on obtient

$$\mathscr{E} \approx 10/A^{2/3} \text{ MeV}. \qquad (87.3)$$

7. Dans les expériences physiques réelles il n'est pas toujours possible de mesurer directement la section efficace différentielle ou totale de réaction. La quantité qu'on peut mesurer directement est le *rendement de réaction*. On appelle rendement W d'une réaction nucléaire la part des particules du faisceau incident qui ont interagi avec les particules de la cible. En notant S l'aire de la section droite du faisceau et I son intensité, une aire égale (S) de la cible sera bombardée par $N = IS$ particules par seconde. Par seconde participeront en moyenne à l'interaction avec la cible $\Delta N = ISn\sigma$ particules, σ étant la section efficace de réaction d'une particule du faisceau. Ainsi

$$W = \frac{\Delta N}{N} = \sigma n. \qquad (87.4)$$

§ 88. Les lois de conservation dans les réactions nucléaires

1. L'étude des réactions nucléaires ainsi que de différentes autres questions de la physique nucléaire repose sur plusieurs lois de conservation exactes:

1) *loi de la conservation de l'énergie*;
2) *loi de la conservation de l'impulsion*;
3) *loi de la conservation du moment cinétique*;
4) *loi de la conservation de la charge électrique*;
5) *loi de la conservation de la charge baryonique*;
6) *loi de la conservation de la charge leptonique.*

On utilise en outre plusieurs autres lois de conservation, notamment:

7) *loi de la conservation de la parité de la fonction d'onde* lorsqu'on peut négliger l'interaction faible;
8) *loi de la conservation du spin isotopique* lorsqu'on peut négliger l'interaction électromagnétique. Cette loi ne sera pas expliquée dans ce qui suit.

En physique des particules élémentaires on utilise plusieurs autres lois (cf. § 109), mais on ne les envisagera pas ici.

Les lois de conservation permettent de prévoir quelles réactions, envisageables en pensée, peuvent avoir effectivement lieu et quelles autres sont impossibles ou, comme on dit, sont interdites parce qu'elles ne satisfont pas à une ou à plusieurs lois de conservation. Ayant en vue les réactions nucléaires, les lois de conservation jouent un rôle particulièrement important.

2. Commençons par les lois de la conservation de l'énergie et de l'impulsion. Appliquées à la collision de deux particules, ces lois écrites sous forme relativiste se présentent comme suit :

$$\mathscr{E}_{1\,\text{rel}}+\mathscr{E}_{2\,\text{rel}}=\mathscr{E}'_{1\,\text{rel}}+\mathscr{E}'_{2\,\text{rel}}+\ldots+\mathscr{E}'_{n\,\text{rel}},\qquad(88.1)$$

$$\boldsymbol{p}_{1\,\text{rel}}+\boldsymbol{p}_{2\,\text{rel}}=\boldsymbol{p}'_{1\,\text{rel}}+\boldsymbol{p}'_{2\,\text{rel}}+\ldots+\boldsymbol{p}'_{n\,\text{rel}},\qquad(88.2)$$

où les grandeurs sans primes désignent les énergies et les impulsions relativistes des particules avant collision, et les lettres affectées de primes se rapportent aux particules formées dans la collision. Bien entendu les relations (88.1) et (88.2) sont valables dans n'importe quel référentiel inertiel, notamment dans le système de laboratoire lorsque la particule 2 était fixe avant la collision $\boldsymbol{p}_{2\,\text{rel}} \equiv \equiv \boldsymbol{p}_{2\,\text{non rel}} = 0$, tandis que dans le système du centre de masse on a $\boldsymbol{p}_{1\,\text{rel}} + \boldsymbol{p}_{2\,\text{rel}} = 0$.

Dans les études expérimentales on entend toujours par énergie de la particule son énergie cinétique $\mathscr{E} \equiv \mathscr{E}_{\text{cin}} = \mathscr{E}_{\text{rel}} - mc^2$, où m est la masse au repos de la particule. Pour les particules dénuées de masse $\mathscr{E}_{\text{cin}}$ et $\mathscr{E}_{\text{rel}}$ sont identiquement les mêmes et il n'existe pas d'approximation non relativiste. En soustrayant de (88.1) les énergies au repos correspondantes, on obtient

$$\mathscr{E}_1+\mathscr{E}_2=\mathscr{E}'_1+\mathscr{E}'_2+\ldots+\mathscr{E}'_n+Q,\qquad(88.3)$$

où

$$Q=(m_1+m_2)\,c^2-(m'_1+m'_2+\ldots+m'_n)\,c^2.\qquad(88.4)$$

Q est l'énergie libérée dans la réaction. On l'inclut souvent, comme on le fait en chimie, dans l'équation de la réaction. Par exemple, on écrira la réaction A (a, b) B sous la forme explicite :

$$\text{a}+\text{A}\rightarrow\text{b}+\text{B}+Q.\qquad(88.5)$$

Cette équation signifie que si les particules au repos a et A entrent en réaction, on obtient les particules b et B qui se trouvent non pas au repos, mais dans un état tel que leur énergie cinétique totale est égale à Q. En chimie la quantité Q est la *chaleur de réaction.* En physique nucléaire on l'appelle *énergie de réaction.*

La réaction est dite *exothermique* si $Q > 0$, autrement dit si elle évolue en libérant de l'énergie. Conformément à (88.4) il s'agit toujours de l'énergie cinétique. Un exemple de réaction exothermi-

que est la réaction (dans le système du centre de masse)

$$p + {}^7\mathrm{Li} \rightarrow \alpha + \alpha + 17 \text{ MeV},$$

qui a été réalisée par Cockroft et Walton. Lorsque $Q < 0$, la réaction absorbe de l'énergie et on l'appelle réaction *endothermique*. Bien entendu toute réaction évoluant en sens inverse d'une réaction exothermique sera endothermique, par exemple

$$\alpha + \alpha \rightarrow p + {}^7\mathrm{Li} - 17 \text{ MeV}.$$

Si l'on ne veut pas introduire des énergies négatives, on posera $Q_{\mathrm{end}} = -Q$, et l'égalité (88.5) s'écrira

$$a + A + Q_{\mathrm{end}} \rightarrow b + B, \qquad (88.6)$$

où la quantité Q_{end} est positive. Cette équation signifie que la réaction entre les particules a et A ne sera possible que si on leur communique une énergie cinétique totale égale à Q_{end}, les produits de la réaction b et B seront alors obtenus à l'état de repos. On appellera la quantité positive Q_{end} *énergie de la réaction endothermique.*

Une réaction exothermique peut évoluer lorsque les particules entrant en collision possèdent des énergies aussi faibles qu'on le voudra. Par contre, une réaction endothermique ne peut évoluer que si l'énergie des particules entrant en collision est supérieure à une valeur minimale dite *seuil de la réaction.* Il importe de remarquer que le seuil de la réaction est toujours rapporté au système de laboratoire dans lequel la particule-cible est au repos. Quant à la valeur de Q_{end}, celle-ci n'est liée qu'au mouvement relatif des particules réagissantes. L'énergie cinétique liée au mouvement du centre de masse du système de particules se conserve et non seulement ne participe pas à la réaction, mais exerce une influence notable sur la valeur de $\mathcal{E}_{\mathrm{seuil}}$. Le seuil de la réaction $\mathcal{E}_{\mathrm{seuil}}$ ne coïncide généralement pas avec l'énergie Q de la réaction endothermique.

Considérons, par exemple, deux particules identiques se déplaçant à la rencontre l'une de l'autre avec des vitesses égales mais de sens diamétralement opposés. Dans ce cas le centre de masse du système est au repos et reste au repos après la collision entre les particules. Posons qu'après la collision les deux particules fusionnent en une seule (choc inélastique). Cette particule unique sera au repos. Pour former cette particule une énergie égale à la somme des énergies cinétiques des particules initiales a été fournie. Supposons que cette énergie est égale à l'énergie minimale requise pour faire fusionner les particules initiales. Cette réaction est donc endothermique et se caractérise par l'existence d'un seuil. Considérons maintenant le cas où l'une des particules est au repos et l'autre vient la frapper avec la même vitesse relative que dans le premier cas. Alors la nature et l'énergie de la réaction endothermique restent les mêmes que dans le cas qui vient d'être considéré, mais une partie seulement de

l'énergie cinétique initiale sera utilisée dans la transformation; le reste subsistera sous la forme de l'énergie cinétique du mouvement du centre de masse. Ainsi le seuil de la réaction est plus grand que l'énergie de la réaction endothermique.

3. Etablissons une relation entre le seuil et l'énergie d'une réaction endothermique dans le cas général où les particules réagissantes ainsi que les particules formées par réaction sont animées de vitesses relativistes. On supposera que dans le système de laboratoire la particule *2* (cible) est fixe et la particule *1* est animée d'une vitesse arbitraire. Dans ces conditions $p_{2\,\text{rel}} = 0$, $p_{1\,\text{rel}} \neq 0$. Dans ce référentiel les lois de la conservation de l'énergie et de l'impulsion s'écrivent sous la forme

$$p_{1\,\text{rel}} = p'_{1\,\text{rel}} + p'_{2\,\text{rel}} + \ldots + p'_{n\,\text{rel}},$$

$$\mathscr{E}_{1\,\text{rel}} + m_2c^2 = \mathscr{E}'_{1\,\text{rel}} + \mathscr{E}'_{2\,\text{rel}} + \ldots + \mathscr{E}'_{n\,\text{rel}}.$$

En remarquant que pour tout système de particules d'énergie $\mathscr{E}_{\text{rel}}$ et d'impulsion p_{rel} la quantité $\mathscr{E}^2_{\text{rel}} - (p_{\text{rel}}c)^2$ est invariante par rapport au choix du référentiel, posons qu'avant la collision cet invariant était rapporté au système de laboratoire et après collision, au système du centre de masse. Comme dans ce dernier système l'impulsion est nulle, on obtient

$$(\mathscr{E}_{1\,\text{rel}} + m_2c^2)^2 - c^2p^2_{1\,\text{rel}} = (\mathscr{E}'_{1\,\text{rel}} + \mathscr{E}'_{2\,\text{rel}} + \ldots + \mathscr{E}'_{n\,\text{rel}})^2.$$

Rappelons que $\mathscr{E}'_{1\,\text{rel}}$, $\mathscr{E}'_{2\,\text{rel}}, \ldots$, représentent ici les énergies totales (relativistes) des particules formées dans le système du centre de masse. Dans le cas général les particules sont animées d'un mouvement relatif l'une par rapport à l'autre, mais si le mouvement relatif manque, $\mathscr{E}_{1\,\text{rel}}$ représentera l'énergie relativiste minimale de la particule *1*, suffisante pour initier la réaction. Autrement dit $\mathscr{E}_{1\,\text{rel}}$ sera le seuil de la réaction à condition d'inclure dans ce seuil l'énergie au repos de la particule *1*. Il s'ensuit qu'on peut déterminer la valeur du seuil à partir de l'équation ci-dessus en exigeant qu'aucune des grandeurs $\mathscr{E}'_{1\,\text{rel}}$, $\mathscr{E}'_{2\,\text{rel}}, \ldots$ ne contienne d'énergies cinétiques et ne représente que les énergies au repos des particules formées dans la réaction. On trouve ainsi

$$(\mathscr{E}_{1\,\text{rel}} + m_2c^2)^2 - c^2p^2_{1\,\text{rel}} = (m'_1 + m'_2 + \ldots + m'_n)^2\,c^4.$$

Compte tenu de la relation

$$\mathscr{E}_{1\,\text{rel}} - c^2p^2_{1\,\text{rel}} = \text{Inv} = (m_1c^2)^2$$

on obtient

$$2\mathscr{E}_{1\,\text{rel}}m_2 + (m_1 + m_2)\,c^2 = (m'_1 + m'_2 + \ldots + m'_n)^2c^2.$$

Si nous soustrayons de $\mathscr{E}_{1\,\text{rel}}$ l'énergie au repos m_1c^2 de la particule incidente, nous trouvons l'énergie cinétique de cette particule;

cette énergie cinétique est l'énergie de seuil dans le sens usuel de ce terme : $\mathscr{E}_{\text{seuil}} \equiv \mathscr{E}_1 = \mathscr{E}_{1\,\text{rel}} - m_1c^2$. Après quelques réarrangements on obtient

$$\mathscr{E}_{\text{seuil}} = \frac{(m'_1+m'_2+\ldots+m'_n+m_1+m_2)\,(m'_1+m'_2+\ldots-m_1-m_2)\,c^2}{2m_2}. \quad (88.7)$$

Mais

$$Q_{\text{end}} = (m'_1 + m'_2 + \ldots + m'_n - m_1 - m_2)\,c^2, \quad (88.8)$$

de sorte que

$$\mathscr{E}_{\text{seuil}} = Q_{\text{end}}\left(1 + \frac{m_1}{m_2} + \frac{Q_{\text{end}}}{2m_2c^2}\right) \quad \text{(relativ.)}. \quad (88.9)$$

4. Dans l'approximation non relativiste lorsque $Q_{\text{end}} \ll m_2c^2$, cette dernière formule se simplifie. En chimie la formule (88.8) est valable mais on n'arrive pas à la vérifier par suite de l'imprécision des mesures des masses. En physique nucléaire cette vérification ne présente aucune difficulté sérieuse quoique dans le cas des réactions nucléaires ordinaires l'énergie Q_{end} est petite devant l'énergie au repos de la cible. Cette situation est caractéristique du cas non relativiste ; on peut alors négliger le terme quadratique en Q_{end} figurant dans (88.9), ce qui donne

$$\mathscr{E}_{\text{seuil}} = Q_{\text{end}}\left(1 + \frac{m_1}{m_2}\right) \quad \text{(non relativ.)}. \quad (88.10)$$

Il va de soi que cette expression approchée peut être obtenue plus simplement à partir de considérations de mécanique non relativiste; nous invitons le lecteur à faire ce calcul. Lorsque $m_1 \ll m_2$, dans le cas non relativiste $\mathscr{E}_{\text{seuil}} = Q_{\text{end}}$. Ce résultat est évident puisqu'on peut poser alors que le centre de masse du système coïncide à tout instant avec le centre de la seconde particule, autrement dit qu'il est fixe.

En physique nucléaire on peut se contenter le plus souvent de la formule non relativiste (88.10), mais dans le cas de processus auxquels participent des particules ultrarelativistes on doit utiliser les formules (88.7) et (88.9). Par exemple, dans le cas de la fission d'un noyau atomique, sous l'action de rayons γ de grande énergie la formule (88.9) se transforme en la formule

$$\mathscr{E}_{\text{seuil}} = Q_{\text{end}}\left(1 + \frac{Q_{\text{end}}}{2m_2c^2}\right).$$

5. Donnons quelques exemples d'application des formules relativistes (88.7) à (88.9).

Exemple 1. Création d'une paire nucléon-antinucléon (par exemple neutron-antineutron) à la suite de la collision de deux protons :

$$\mathrm{p} + \mathrm{p} \rightarrow \mathrm{p} + \mathrm{p} + \mathrm{n} + \bar{\mathrm{n}}. \quad (88.11)$$

Dans ce cas les masses au repos de toutes les particules sont identiques (938 MeV, en négligeant la différence entre les masses du proton et du neutron) et l'application des formules (88.7) et (88.8) conduit aux résultats suivants:

$$\mathcal{E}_{\text{seuil}} = \frac{6m_p \cdot 2m_p}{2m_p} c^2 = 6m_pc^2 = 5{,}63 \text{ GeV},$$

$$Q_{\text{end}} = 2m_pc^2 = 1{,}88 \text{ GeV}.$$

Le seuil de cette réaction endothermique est trois fois plus grand que l'énergie Q_{end}.

Exemple 2. Posons que la collision de deux protons donne naissance à N paires nucléon-antinucléon. On a alors

$$\mathcal{E}_{\text{seuil}} = 2(N+2)\,Nm_pc^2, \quad Q_{\text{end}} = 2Nm_pc^2 = \frac{\mathcal{E}_{\text{seuil}}}{N+2}.$$

Par exemple, si $N = 3$, $\mathcal{E}_{\text{seuil}} = 5Q_{\text{end}}$ et un cinquième seulement de l'énergie de seuil est utilisé dans la réaction, les quatre cinquièmes restants étant emportés par le mouvement du centre de masse des particules.

Exemple 3. Création d'une paire électron-positon. Deux photons γ de même énergie se propagent l'un à la rencontre de l'autre puis interagissent en formant une paire électron-positon:

$$\gamma + \gamma \rightarrow e^- + e^+. \qquad (88.12)$$

Dans ce cas $m_1 = m_2 = 0$. On ne peut donc utiliser les formules (88.7) et (88.9) puisqu'elles supposent qu'avant la collision la particule 2 est au repos, condition irréalisable pour les photons γ. Mais on peut utiliser la formule (88.8); en y posant $m_1' = m_2' = m_e$ on trouve $Q_{\text{end}} = 2m_ec^2$, résultat évident. Dans ce cas la valeur de Q_{end} représente simultanément le seuil de la réaction, à condition de l'évaluer dans le système du centre de masse.

Exemple 4. Création d'un pion sur un proton

$$\gamma + p \rightarrow n + \pi^+. \qquad (88.13)$$

Dans ce cas on a $m_1 = 0$; $m_2 = m_1' = m_p = 938$ MeV; $m_2' = m_\pi = 140$ MeV $= 0{,}149\, m_p$; $\mathcal{E}_{\text{seuil}} = \frac{(m_p + m_\pi + m_p)(m_p + m_\pi - m_p)\,c^2}{2m_p} = 0{,}160\ m_pc^2 = 150$ MeV $= 1{,}07\, m_\pi c^2$; $Q_{\text{end}} = m_\pi c^2 = 140$ MeV.

6. Les réactions nucléaires sont régies par la loi de la conservation de la charge électrique, selon laquelle la somme algébrique des charges électriques avant la réaction doit être égale à la somme algébrique des charges électriques après la réaction. Les réactions (88.11) à (88.13) peuvent servir d'exemple. Outre cette loi, la physique nucléaire connaît encore la loi de la conservation de la charge baryonique, qui est analogue à la loi de la conservation de la charge leptonique (cf. § 74, 12). Dans les réactions nucléaires, dans le sens

restreint du terme, aux basses énergies cette loi exprime que le nombre total de nucléons ne varie pas dans la réaction. Mais cette loi reste valable dans un sens large aux énergies élevées lorsque les particules élémentaires subissent des transformations (création d'antiparticules). Quoique cette question sorte du cadre de la physique nucléaire prise dans le sens étroit et fait partie de la physique des particules élémentaires, nous estimons utile de l'exposer brièvement.

On désigne par le terme *baryons* un groupe de particules élémentaires « lourdes » à spin demi-entier et ayant une masse au moins égale à la masse du proton. En font partie le proton et le neutron, les hypérons, certaines résonances et certaines particules « charmées » et peut-être certaines autres particules encore. Comme pour la plupart des particules élémentaires, pour les baryons il existe des *antibaryons* qui s'en distinguent par le signe de certaines caractéristiques d'interaction (par exemple par le signe de la charge électrique et par le signe du moment magnétique). Le seul baryon stable est le proton (le seul antibaryon stable est l'antiproton). Tous les autres baryons sont *instables* et par une succession de transformations se ramènent au proton et à des particules légères (par exemple, à l'état libre le neutron est une particule instable, mais à l'état lié dans les noyaux stables le neutron est stable). Les baryons participent à toutes les interactions fondamentales connues: forte, électromagnétique, faible et gravitationnelle.

Dans tous les processus connus la différence entre les nombres de baryons et d'antibaryons reste constante. Ce résultat se laisse exprimer sous la forme d'une loi de conservation rappelant la loi de la conservation de la charge électrique. Par convention on attribue à chaque particule une certaine *charge baryonique* et on donne à la charge baryonique la valeur +1 pour les baryons, la valeur —1 pour les antibaryons et la valeur zéro pour toutes les autres particules. Avec ces conventions le résultat énoncé ci-dessus se présente sous la forme d'une loi de la conservation de la charge baryonique, selon laquelle la charge baryonique totale d'un système de particules reste constante quels que soient les processus auxquels ce système participe. Cette loi de conservation impose notamment que la création de tout antibaryon doit s'accompagner de celle d'un baryon.

Jusqu'aux années 70 on estimait que la loi de la conservation de la charge baryonique était rigoureusement vérifiée pour toutes les interactions fondamentales. Mais lors de l'élaboration des différents modèles de la théorie unitaire des champs, la validité universelle de cette loi a été contestée. On admet notamment l'éventualité de la désintégration du proton, par exemple selon la voie

$$p \rightarrow e^{+} + \pi^{0}$$

avec un temps de vie variant de 10^{30} à 10^{32} ans selon les modèles; cette valeur est de 10^{20} à 10^{22} fois supérieure à l'âge de la partie obser-

vable de l'Univers (selon des données expérimentales $\tau > 10^{32}$ ans). L'éventualité de la désintégration du proton doit encore être vérifiée, entreprise ardue en raison de la grande durée de vie du proton.

7. Signalons une circonstance importante liée à la loi de la conservation et à la quantification du moment cinétique lorsque les particules entrant en collision possèdent des énergies faibles. Lors du choc de deux particules le moment orbital de la quantité de mouvement relative ne peut prendre que des valeurs entières $l = 0, 1, 2, \ldots$ (en unités $\hbar$). Compte tenu de la portée limitée des forces nucléaires, on arrive à la conclusion que la réaction entre les particules n'est possible que pour les petites valeurs de l. En s'appuyant sur la mécanique quantique conséquente on peut évaluer rigoureusement la valeur maximale de l, mais pour nos besoins on peut se contenter de considérations semi-classiques rappelant celles de la théorie de Bohr et les compléter par des considérations de mécanique quantique. Le moment cinétique d'une particule d'impulsions p tombant sur un noyau fixe est égal à pb, b étant le paramètre d'impact. Selon les conceptions classiques, la réaction ne peut se produire que lorsque b est inférieur à la portée des forces nucléaires: $b \leqslant R$, R étant le rayon du noyau, et on a donc $bp \leqslant Rp$ ou $\hbar l \leqslant Rp$. En introduisant la longueur de l'onde de de Broglie, on obtient

$$l \leqslant \frac{2\pi R}{\lambda} = \frac{R}{\lambdabar}. \tag{88.14}$$

C'est la restriction cherchée qui est évidemment essentielle pour les grandes longueurs d'onde λ, i.e. lorsque l'énergie de la particule incidente est faible.

Compte tenu des propriétés ondulatoires de la particule, la réaction est en principe possible pour n'importe quelle valeur de l, mais la probabilité de la réaction diminue brusquement lorsque la relation (88.14) n'est pas respectée. Si l'on représente la section totale de réaction sous la forme de la somme $\sigma = \Sigma\sigma_l$, σ_l étant la *section partielle de réaction*, i.e. la section efficace de la réaction évoluant avec une valeur donnée de l, il s'avère que pour une particule électriquement neutre $\sigma_l \sim (2l + 1)\, p^{4l} \sim (2l + 1)\, \mathscr{E}^{2l}$, ce qui signifie que lorsque l'énergie $\mathscr{E}$ de la particule diminue, la section σ_l diminue d'autant plus vite que l est grand. Pour les particules chargées cette décroissance est encore plus rapide. Dans le système du centre de masse (mais pas dans le système de laboratoire) la distribution angulaire des particules émises présente une symétrie sphérique, i.e. la probabilité d'émission des particules est la même suivant toutes les directions.

8. Il a été déjà question des charges leptoniques et des lois de leur conservation au § 74, 12. Au § 69 il a été question de la parité des états et de la loi de la conservation de la parité. Rappelons que

cette dernière loi est satisfaite dans les interactions forte et électromagnétique, mais qu'elle est violée dans le cas de l'interaction faible (cf. § 69). Pour la réaction nucléaire a + A → b + B la loi de la conservation de la parité exige que soit vérifiée l'égalité

$$P_a P_A (-1)^{l_{aA}} = P_b P_B (-1)^{l_{bB}}, \qquad (88.15)$$

où P_a, P_A, P_b, B_B sont les parités intrinsèques des particules et des noyaux initiaux et finaux ; l_{aA} et l_{bB} les moments angulaires orbitaux des particules a et b en mouvement relatif auprès des noyaux A et B.

Lors d'une diffusion élastique les états du noyau et de la particule incidente ne changent pas et seule une réorientation de leurs spins peut avoir lieu, ce qui n'affecte pas la parité. Il résulte de (88.15) que $(-1)^{l_{aA}} = (-1)^{l_{bB}}$, ce qui implique que l ne peut varier que d'un nombre pair (dans les limites imposées par la loi de la conservation du moment cinétique).

§ 89. Le noyau composé

1. Nombreuses sont les réactions nucléaires qui comportent comme étape intermédiaire la formation d'un *noyau composé*. La notion de noyau composé a été introduite en physique par Niels Bohr en 1936, qui se fondait sur les considérations suivantes. Lorsqu'une particule pénètre dans le noyau, elle interagit intensément avec ses nucléons ; cette interaction est tellement intense que l'énergie d'interaction avec un nucléon est comparable à l'énergie cinétique de la particule. La probabilité de capture de la particule par le noyau est donc notable. La particule capturée subit dans le noyau une longue chaîne d'interactions avec les nucléons du noyau et y dissipe une partie tellement importante de son énergie qu'elle n'arrivera pas à s'en échapper de longtemps. La particule qui a été capturée par un noyau perd son individualité et se comporte comme un système de nouveaux nucléons qui s'est associé aux nucléons du noyau initial. Comme les nucléons subissent dans le noyau de nombreuses collisions, toute différence s'estompe entre les anciens et les nouveaux nucléons. D'autre part, si l'énergie initiale de la particule qui a pénétré dans le noyau n'est pas trop grande, on ne trouvera pas dans le système nouvellement formé de nucléons possédant une énergie suffisante pour s'échapper aussitôt du noyau. Restant pendant quelque temps dans le noyau, les nucléons constituent un système de particules qu'on peut considérer comme un système lié pendant la durée de leur séjour. C'est à ce système qu'on réserve le nom de noyau composé.

Le noyau composé ainsi formé possède une énergie d'excitation et sa désexcitation implique une transformation radioactive. En

principe le noyau composé ne se distingue pas d'un noyau radioactif. L'une des voies de transformation radioactive consiste en ce que l'énergie apportée par la particule incidente, qui a été répartie au hasard sur l'ensemble des nucléons du noyau composé, se concentre à nouveau, grâce aux fluctuations, sur l'une des particules. Cette particule sera réémise par le noyau. Il n'est nullement obligatoire que ce soit la particule qui a pénétré dans le noyau, ce peut être n'importe quelle autre particule: un neutron, un proton, une particule α, etc. Plusieurs voies de désintégration radioactive du noyau composé sont généralement ouvertes.

2. Il importe de souligner qu'on ne peut parler d'état excité d'un noyau composé que si celui-ci a une vie suffisamment longue. Ce dernier terme doit être entendu non pas à l'échelle macroscopique mais à l'échelle nucléaire. Par exemple, le temps que met un neutron animé d'une vitesse de 10^9 cm/s pour traverser le noyau cible sans y subir de collisions est égal à $\sim 10^{-13} : 10^9 \sim 10^{-22}$ s. C'est la « durée nucléaire » qu'il faut envisager pour porter un jugement sur la durée des processus évoluant dans les noyaux. Si le noyau composé subsiste à l'état excité pendant 10^{-14} s, cet intervalle de temps doit être considéré comme assez long à l'échelle nucléaire. En raison de la faible portée des forces nucléaires le neutron qui a pénétré dans le noyau subira pendant ce laps de temps plus de $10^{-14} : 10^{-22} = 10^8$ collisions, ce qui est amplement suffisant pour que son mouvement dans le noyau devienne complètement désordonné et entièrement indépendant de sa vitesse et de sa direction initiales. Ainsi apparaît un système de nucléons dont le comportement ne dépend absolument pas de son histoire. A l'échelle du temps nucléaire, ce système se comporte comme s'il existait indéfiniment. Or c'est la condition nécessaire pour que ce système puisse être considéré comme un noyau composé.

A côté des processus de formation et de désintégration du noyau composé, il peut exister un processus de *capture radiative*. Dans ce processus l'excitation du noyau résulte aussi de la capture d'une particule, mais sa désexcitation s'effectue par émission d'un photon γ. Ce dernier processus s'effectue sous l'action des forces électromagnétiques, ce qui signifie que c'est encore un processus qu'on peut qualifier de « lent » à l'échelle nucléaire. De ce fait la capture radiative peut conduire à la formation d'un noyau composé.

Il convient de noter le fait que les forces coulombiennes de répulsion s'exerçant entre les protons et les autres particules du noyau chargées positivement (par exemple entre les particules α), au lieu de contribuer à l'éjection de ces particules du noyau, s'y opposent. Du point de vue de la physique classique c'est un résultat paradoxal. Nous en avons déjà parlé au § 73, 12 à l'occasion de l'influence de la barrière centrifuge sur la désintégration α. L'explication consiste en ce qu'aux forces de répulsion correspond une énergie positive qui

élève la barrière de potentiel coulombienne et simultanément l'élargit. Or la sortie du noyau d'un proton ou de toute autre particule chargée positivement s'effectue par effet tunel, i.e. à travers la barrière. La probabilité de ce processus est d'autant plus faible que la hauteur et la largeur de la barrière sont grandes. Cette circonstance se manifeste surtout dans le cas de noyaux moyens et lourds.

3. Le processus de collision de la particule a avec le noyau A comporte donc deux étapes. Au cours de la première étape la particule a s'approche du noyau A jusqu'à ce que se forme le noyau composé C. Cette étape peut être représentée par le schéma

$$a + A \rightarrow C. \tag{89.1}$$

Au cours de la seconde étape le noyau composé se décompose selon le schéma

$$C \rightarrow b + B. \tag{89.2}$$

La réaction nucléaire globale s'effectue selon le schéma

$$a + A \rightarrow C \rightarrow b + B. \tag{89.3}$$

Pour trouver la section efficace σ_{ab} de la réaction (89.3) il faut multiplier la section efficace σ_C de formation du noyau composé par la probabilité W_b de décomposition de ce noyau par la voie b:

$$\sigma_{ab} = \sigma_C W_b. \tag{89.4}$$

Si ce même noyau composé se désexcite suivant une autre voie b′ avec une probabilité $W_{b'}$, on a $\sigma_{ab'} = \sigma_C W_{b'}$. En éliminant σ_C entre ces expressions on obtient

$$\frac{\sigma_{ab}}{\sigma_{ab'}} = \frac{W_b}{W_{b'}}. \tag{89.5}$$

Posons que le même noyau composé C se forme à la suite de la collision entre deux autres particules m et M : $m + M \rightarrow C$. Comme le noyau composé est identique à celui qui a été formé à partir de a et A, il se désexcitera suivant les mêmes voies en donnant les mêmes particules b et b′ et ce avec les mêmes probabilités W_b et $W_{b'}$. On a donc $\sigma_{mb}/\sigma_{mb'} = W_b/W_{b'}$, d'où

$$\frac{\sigma_{ab}}{\sigma_{ab'}} = \frac{\sigma_{mb}}{\sigma_{mb'}}. \tag{89.6}$$

Lorsque cette relation est vérifiée, on peut affirmer que les deux réactions envisagées débouchent sur la formation du noyau composé. Si la relation (89.6) n'est pas satisfaite, cela implique ou bien que le schéma de formation du noyau composé ne fonctionne pas, ou bien que le noyau composé n'a pas eu le temps de se former.

4. Une autre particularité des réactions nucléaires passant par le stade de formation d'un noyau composé consiste en ce que dans

certaines conditions la distribution angulaire des particules émises lors de la désexcitation du noyau composé est *symétrique dans le système du centre de masse.* Supposons que le spin résultant du noyau composé est égal à zéro. Dans ce cas la probabilité pour que les particules formées lors de la décomposition du noyau composé soient émises en avant et en arrière sera la même dans le système du centre de masse. (L'orientation « en avant » est définie par la vitesse de la particule incidente.) A propos de cette distribution angulaire on dit qu'elle possède une *symétrie « avant-arrière »*. Pour justifier cette assertion on notera que le système initial ne possède pas cette symétrie « avant-arrière » puisque la particule incidente et le noyau initial possèdent des impulsions et des moments angulaires non nuls. La symétrie en question apparaît dès que se forme le noyau composé. En effet, dans le système du centre de masse, la quantité de mouvement du système initial est égale à zéro. Lors de la formation du noyau composé l'impulsion totale sera encore nulle et de plus la distribution angulaire des impulsions des différents nucléons devient chaotique. La même chose vaut pour leurs spins puisque, par hypothèse, le spin du noyau composé est nul. Ne subsiste que le moment angulaire orbital des particules. Or, dans le système du centre de masse, ce moment est perpendiculaire à l'impulsion de la particule incidente. Bien entendu ce moment se conservera lors de la formation du noyau composé, mais il se redistribuera au hasard entre tous les nucléons du noyau composé, qui sera caractérisé par une symétrie « avant-arrière ». Il est naturel que cette symétrie subsiste lors de la désexcitation du noyau composé.

§ 90. Réactions nucléaires faisant intervenir un noyau composé

1. Le noyau composé possède un spectre énergétique continu. Posons que le noyau composé se forme à partir d'une particule a et d'un noyau A. A l'état initial la particule a et le noyau initial A se trouvent à distance infinie l'un de l'autre. Le mouvement de ce système de deux particules est donc *infini*, ce qui implique que son énergie totale est positive et ne doit pas être quantifiée. Il s'ensuit que l'énergie ne sera pas quantifiée après que la particule aura pénétré dans le noyau, puisque l'énergie se conserve. Par conséquent l'énergie d'excitation du noyau composé est généralement supérieure à l'énergie qu'il faut fournir pour extraire du noyau ne serait-ce qu'une seule particule de même espèce que a.

Dans le cas où la probabilité de désexcitation du noyau composé est suffisamment faible, il convient de parler des états stationnaires ou *quasi stationnaires* dans lesquels le noyau exécute pendant longtemps des mouvements dans une région limitée de l'espace. Ce mouvement, qui dure un temps limité, peut être approximé comme un

mouvement fini. Le temps τ correspondant est appelé *temps de vie du noyau composé*. La probabilité W de désexcitation du noyau dans l'unité de temps est liée au temps de vie τ par la relation $W = 1/\tau$. Pour ce noyau composé il peut être question, en approximation, d'*états* et de *niveaux d'énergie quasi stationnaires*. Chaque niveau quasi stationnaire est caractérisé non seulement par l'énergie, mais aussi par une certaine largeur Γ qui peut être déterminée à l'aide de la relation d'incertitude

$$\Gamma = \hbar/\tau. \tag{90.1}$$

Cela signifie que le spectre énergétique du noyau composé est constitué d'une série de bandes discrètes de largeur finie. En toute rigueur, tout noyau radioactif possède ce type de spectre d'énergie, mais dans ce cas les noyaux vivent si longtemps que la probabilité de leur désintégration est infime et il est généralement inutile de distinguer les niveaux d'énergie quasi stationnaires des niveaux stationnaires.

2. Appliquons ces considérations à la question de la section efficace des réactions nucléaires en supposant que la particule incidente est électriquement neutre. Il s'agit surtout des neutrons pour lesquels, à la différence des particules chargées positivement, la barrière coulombienne n'existe pas, ce qui leur permet de pénétrer facilement dans les noyaux et y initier des transformations nucléaires. La question des réactions nucléaires induites par les neutrons sera examinée en détail au chapitre XIV, tandis qu'ici on examinera succinctement la dépendance de la section efficace de réaction avec la vitesse du neutron incident. Une solution conséquente et rigoureuse de cette question (dans la mesure où il peut être question de rigueur en physique nucléaire) nécessite la mise en œuvre des méthodes de calcul de la mécanique quantique, qu'on ne peut évidemment présenter dans un cours de physique générale. On utilisera donc des considérations qualitatives rien moins que rigoureuses, et certains résultats seront présentés sans justification aucune.

3. Supposons d'abord que l'énergie cinétique du neutron incident est petite et que l'énergie du noyau composé est de beaucoup inférieure à l'énergie de son premier niveau excité. On exclut ainsi, dans les réactions nucléaires, les phénomènes de résonance dont il sera question dans ce qui suit. Supposons encore que l'énergie du neutron est tellement petite que la longueur $\lambda\!\!\!^{-}$ de l'onde de de Broglie est notablement plus grande que les dimensions du noyau. Dans ces conditions la probabilité de l'absorption par le noyau de la fonction d'onde ψ du neutron ne peut dépendre que de la densité du faisceau incident de neutrons $\sim |\psi|^2$ puisque la longueur de l'onde neutronique est en fait infiniment grande. Le nombre probable des neutrons absorbés par le noyau dans l'unité de temps, et partant le nombre de réactions nucléaires N, est cependant proportionnel à la densité

de l'onde neutronique : $N \sim |\psi|^2$. D'autre part, le nombre probable de neutrons tombant par seconde sur l'unité de surface perpendiculaire au flux de neutrons est $I \sim v|\psi|^2$, v étant la vitesse des neutrons. Selon la définition de la section efficace

$$\sigma = N/I \sim 1/v. \tag{90.2}$$

Cette formule est appelée *loi en* $1/v$. On peut déduire cette loi d'autres considérations physiques : lorsque la vitesse du neutron diminue, la durée de son interaction avec le noyau augmente, ce qui augmente la probabilité de capture des neutrons par le noyau. La loi (90.2) joue un rôle extrêmement important en énergétique nucléaire et explique pourquoi on doit ralentir les neutrons dans les réacteurs nucléaires (cf. § 95).

4. Considérons maintenant le cas où l'énergie totale $\mathscr{E}$ du neutron et du noyau initial se situe dans la gamme des bandes d'énergie du noyau composé. Selon la mécanique quantique, si $\mathscr{E}$ est égal à l'énergie de l'un des niveaux quasi stationnaires du noyau composé, la probabilité de formation de ce dernier est particulièrement élevée. La section efficace des réactions nucléaires croît brusquement pour ces valeurs de l'énergie et présente des *maximums de résonance*. Les réactions nucléaires sont alors dites *de résonance*. A proximité d'un niveau de résonance la section efficace de réaction est donnée par une formule rappelant la formule de dispersion de l'optique à proximité d'une raie d'absorption. Cette formule a été établie en 1936 par Breit (né en 1899) et Wigner (né en 1902) et porte le nom de ces savants.

Limitons-nous au cas des neutrons lents puisqu'il suffit alors de ne tenir compte que des particules possédant un moment orbital $l = 0$ (état s). Supposons en outre qu'un seul niveau de résonance exerce une influence notable sur la valeur de la section efficace. Dans ces conditions, pour la réaction A (n, b) B, la formule de Breit-Wigner peut s'écrire sous la forme

$$\sigma_{n\,\mathrm{b}} = \pi \lambda_n^2 g \frac{\Gamma_n \Gamma_\mathrm{b}}{(\mathscr{E} - \mathscr{E}_0)^2 + 1/4\,\Gamma^2}, \tag{90.3}$$

où $\mathscr{E}_0$ est l'énergie du niveau de résonance et λ_n la longueur d'onde du neutron incident. La quantité Γ figurant dans le dénominateur est la *largeur totale du niveau*, égale à la somme des largeurs des niveaux correspondant à tous les canaux de sortie de la réaction. Dans le cas particulier où il n'y aurait qu'un seul canal, $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\mathrm{b}$, où Γ_b correspond à l'absorption du neutron, i.e. à l'émission de la particule b et Γ_n à la diffusion élastique du neutron. Le facteur de pondération statistique g tient compte des différentes orientations des moments cinétiques des particules existant avant et après la collision. On suppose seulement que le neutron et le noyau initial A sont pola-

risés rectilignement, i.e. leurs spins possèdent des orientations déterminées.

Pour calculer le facteur de pondération g on supposera que ni le neutron incident ni le noyau A ne sont polarisés et que leurs spins I_n et I_A sont orientés au hasard. Il existe alors $2I_n + 1$ orientations possibles pour le neutron et $2I_A + 1$ orientations pour le noyau, soit $(2I_n + 1)(2I_A + 1)$ états initiaux. A la suite de la collision il se forme un noyau composé de spin I pouvant prendre l'une des $2I + 1$ orientations possibles. Si toutes ces orientations sont équiprobables, à chaque paire formée d'un neutron n et d'un noyau A possédant tous deux des polarisations rectilignes correspond en moyenne une section efficace qui est b/g fois plus petite que si ces particules n'étaient pas polarisées. Ainsi

$$g = \frac{2I+1}{(2I_n+1)(2I_A+1)}. \tag{90.4}$$

En multipliant et en divisant le numérateur et le dénominateur de (90.3) par Γ on confère à cette formule une forme analogue à (89.4), où

$$\sigma_C = \pi\lambda\!\!\!^{-2} g \frac{\Gamma_n \Gamma}{(\mathscr{E}-\mathscr{E}_0)^2 + {}^1/_4\Gamma^2}, \tag{90.5}$$

puisque la probabilité de désexcitation du noyau composé suivant la voie b est évidemment égale à

$$W_b = \frac{\Gamma_b}{\Gamma}. \tag{90.6}$$

Il s'ensuit que la section efficace de formation du noyau composé est donnée par l'expression (90.5).

Comme le spin du neutron $I_n = 1/2$, on a $(2I_n + 1) = 2$, et le spin du noyau composé ne peut prendre que l'une des deux valeurs: $I = I_A + 1/2$ ou $I = I_A - 1/2$.

La capture d'un neutron lent peut produire différents effets. L'effet le plus probable est l'émission d'un neutron (diffusion) ou d'un photon γ (capture radiative d'un neutron). D'autres processus sont également possibles: par exemple, par suite de la capture d'un neutron, le noyau ^{14}N peut émettre un proton, tandis que les noyaux ^{10}B et ^{6}Li émettent chacun une particule α. Les noyaux les plus lourds peuvent subir une division lors de la capture d'un neutron lent. On a déjà indiqué que la faible probabilité de l'émission d'une particule chargée (particule α ou proton), à la suite de la capture d'un neutron lent, tient à ce que pour s'échapper du noyau la particule positive doit surmonter la barrière de potentiel coulombienne. C'est pour cela que l'émission des particules chargées résultant de la capture des neutrons lents ne s'observe généralement qu'avec les noyaux légers (^{10}B, ^{6}Li). Dans la plupart des cas la capture des neutrons s'accompagne de l'émission de rayons γ. La section de résonance de

capture des neutrons thermiques peut être 10^5 à 10^6 fois plus grande que πR^2.

5. La variation de la section efficace σ_{nb} en fonction de la vitesse v du neutron incident est déterminée non seulement par le dénominateur $(\mathscr{E} - \mathscr{E}_0)^2 + {}^1/_4\Gamma^2$ figurant dans la formule de résonance (90.3), mais aussi par le numérateur $\Gamma_n\Gamma_b$ de cette même formule. Lorsque l'énergie $\mathscr{E}$ du noyau composé est très peu différente de $\mathscr{E}_0$, c'est le dénominateur qui joue le rôle essentiel. Pour $|\mathscr{E} - \mathscr{E}_0| < {}^1/_2\Gamma$ on peut négliger le terme $(\mathscr{E} - \mathscr{E}_0)^2$ et la formule (90.3) s'écrit $\sigma_{nb} = 4\pi\lambda^2 g\Gamma_n\Gamma_b/\Gamma_2$, ce qui signifie que σ_{nb} présente un pic de résonance. Les sections efficaces aux pics de résonance correspondant aux neutrons lents peuvent être des milliers de fois supérieures à la section géométrique πR^2 du noyau. Par contre, chaque fois que $\mathscr{E}$ est très différent de $\mathscr{E}_0$, ce qui a lieu pour des neutrons très lents, le dénominateur de (90.3) varie si lentement avec la vitesse des neutrons qu'on peut négliger cette variation. On peut négliger aussi la variation de Γ_b avec v, puisque Γ_b ne dépend que de la probabilité de décomposition du noyau composé. La dépendance de la section efficace avec v est déterminée uniquement par les facteurs λ_n^2 et Γ_n, i.e. $\sigma_{nb} \sim \lambda_n^2\Gamma_n$. Or $\Gamma_n = \hbar/\tau$, et le temps τ que le neutron met pour pénétrer dans le champ du noyau est $\sim v$, de sorte que $\Gamma_n \sim v$. D'autre part $\lambda_n \sim 1/v$. Il s'ensuit que $\sigma_{nb} \sim (1/v)^2 v \sim 1/v$. C'est la loi que nous avons établie plus haut par un procédé différent. En règle générale cette loi est vérifiée pour les neutrons possédant une énergie comprise entre 1/40 eV (neutrons thermiques) et 1 eV. On notera que pour les noyaux légers (He, Li, B) dont le premier niveau de résonance se situe à des énergies élevées, la formule (90.2) reste valable jusqu'à des énergies de plusieurs centaines d'électrons-volts.

6. Examinons maintenant de façon qualitative les réactions hors résonance, mais évoluant par l'intermédiaire d'un noyau composé. C'est le cas, par exemple, lorsque la particule incidente communique au noyau une énergie d'excitation suffisamment grande pour que ces niveaux d'énergie se recouvrent. On ne peut donc plus parler de niveaux de résonance distincts, mais on peut élargir la notion de noyau composé à l'aide de considérations statistiques. On aboutit ainsi à la *théorie statistique des réactions nucléaires* ou *modèle d'évaporation* des particules. La particule qui a pénétré dans le noyau y dissipe rapidement son énergie en la cédant à tous les nucléons du noyau. On aboutit ainsi à un état d'équilibre interne du noyau qui est analogue à l'équilibre thermodynamique d'un système macroscopique. Pour caractériser cet état on peut même introduire une grandeur analogue à la température thermodynamique. Pendant quelque temps, le temps de vie du noyau composé, aucun nucléon ne possède une énergie suffisante pour s'échapper du noyau, quoique celui-ci soit fortement excité. Mais au bout d'un certain temps ap-

paraît une grande fluctuation grâce à laquelle l'un des nucléons (généralement un neutron) acquiert une énergie suffisante pour « s'évaporer » du noyau. Plus tard un deuxième nucléon peut s'évaporer à son tour, et ainsi de suite.

On doit s'attendre à ce que dans le modèle d'évaporation d'un noyau composé la distribution angulaire des particules émises après désintégration du noyau composé possède dans le système du centre de masse une symétrie sphérique et non seulement une symétrie « avant-arrière ». Cela tient à ce que le noyau composé possède lui-même une symétrie sphérique du fait de l'équilibre thermodynamique qui s'y établit. Or l'expérience montre que la distribution angulaire contient en général une partie anisotrope qui n'est même pas symétrique par rapport à $\pi/2$; généralement la majorité des particules sont émises vers l'avant. On doit s'attendre aussi à ce que dans le modèle d'évaporation le pourcentage de particules émises lors de la désintégration du noyau composé suivant une voie donnée soit indépendant du mode de formation du noyau composé, car lors du processus d'établissement de l'équilibre thermodynamique le noyau perd le souvenir de son origine. Cependant cela n'est qu'approximativement vrai. Enfin la distribution en énergie des particules émises n'est pas entièrement conforme aux conclusions du modèle d'évaporation. Rappelons que dans le cas des réactions de résonance avec formation d'un noyau composé on observe certains désaccords entre théorie et expérience. Cela témoigne de ce qu'en dehors du mécanisme du noyau composé il en existe d'autres aussi importants.

§ 91. Compléments à la question des réactions nucléaires

1. A côté des réactions nucléaires évoluant par l'intermédiaire des noyaux composés, il existe des *réactions nucléaires* dites *d'interaction directe.* Dans ce type de réactions l'énergie introduite dans le noyau est transférée préférentiellement à un nucléon ou à petit groupe de nucléons qui s'échappent du noyau. Les réactions d'interaction directe peuvent être induites par différentes particules incidentes depuis les photons γ jusqu'aux ions à charges multiples dans toute la gamme des énergies réalisables (jusqu'à plusieurs GeV et au-delà). Les premières réactions de ce type furent découvertes au début des années cinquante. Ce sont les *réactions de dépouillement* (*stripping*) *du deutéron* (d, p) et (d, n) et les *réactions de pick-up* (p, d) et (n, d) sur des noyaux légers. Par exemple dans la réaction (d, p) le deutéron incident par interaction avec un ou plusieurs nucléons périphériques du noyau perd son neutron qui reste dans le noyau, tandis que le proton continue son vol. Au contraire, dans une réaction de pick-up (p, d) le proton incident emporte avec soi l'un des neutrons périphériques, de sorte que c'est le deutéron qui sort du noyau.

Le proton et le deutéron qui se forment dans ces réactions sont éjectés en général en avant (i.e. dans le sens du mouvement du faisceau de particules incidentes).

On connaît des réactions d'interaction directe dans lesquelles un nucléon ou un groupe de nucléons passent de l'un des noyaux participant à la collision à l'autre (*réactions de transfert*), les réactions d'interaction directe à diffusion quasi élastique telles que (p, 2p), les réactions d'éjection de deutérons du noyau telles que (p, pd), etc. Toutes les réactions d'interaction directe présentent une distribution angulaire des particules sortantes fortement anisotrope et une dépendance relativement faible de la section efficace σ avec l'énergie de la particule incidente. Le noyau qui a subi une interaction directe se retrouve soit à l'état fondamental soit dans un état faiblement excité.

On arrive à expliquer les réactions d'interaction directe en admettant que la particule qui est éjectée du noyau reçoit l'énergie et l'impulsion nécessaires directement de la particule incidente. On doit admettre aussi que ces processus concernent la périphérie du noyau atomique; c'est ce que nous avons supposé dans le cas des réactions de dépouillement et de pick-up. A la périphérie du noyau la densité des nucléons est notablement plus petite qu'au centre, de sorte que la probabilité pour qu'un nucléon ou un groupe de nucléons puisse s'échapper du noyau après avoir reçu de la particule incidente l'énergie et l'impulsion requise est notable. L'épaisseur de la couche périphérique du noyau est ~ 1 F tandis que le rayon d'un noyau lourd est ~ 10 F. La probabilité relative d'une réaction d'interaction directe est donc ~ 10 % pour les noyaux lourds (cette probabilité est plus grande pour les noyaux légers). L'expérience confirme cette conclusion.

2. Lorsque les particules incidentes possèdent une faible énergie, le principal mécanisme des réactions nucléaires est la formation d'un noyau composé (exception faite pour les réactions avec les deutérons). Si l'énergie d'excitation du noyau composé est inférieure à l'énergie de séparation d'un nucléon ou d'un système de nucléons, la seule voie de désexcitation du noyau composé est l'émission de photons γ (capture radiative). Dans le cas où les nucléons ou les particules qu'ils forment peuvent s'échapper du noyau, ce départ peut avoir lieu avant que se soit formé un noyau composé à l'équilibre. Lorsque les particules incidentes possèdent des énergies moyennes et hautes, ce sont les processus d'interaction directe qui prédominent.

Lorsque l'énergie de la particule incidente est $\gtrsim 100$ MeV, les conceptions de Bohr relatives à la formation du noyau composé cessent d'être valables. En pénétrant dans le noyau et en y éprouvant des collisions avec les nucléons, la particule de haute énergie n'arrive pas à dissiper la totalité de son énergie, car le nombre de collisions peut être insuffisant. La particule ressort du noyau n'ayant

perdu qu'une partie de son énergie. Aux hautes énergies la réaction nucléaire comporte généralement deux étapes successives. Au cours de la première étape la particule expulse plusieurs nucléons rapides dont l'énergie et la distribution angulaire dépendent de l'énergie de la particule incidente et des paramètres de la collision. Une partie des nucléons secondaires exécute pendant quelque temps un mouvement compliqué dans le noyau, ce qui conduit à la formation d'un noyau composé très différent du noyau cible initial. Au cours de la seconde étape le noyau composé se désintègre avec éjection de nucléons, de groupes de nucléons ou de particules élémentaires (pions, kaons, hypérons, etc.). Lorsque les particules incidentes possèdent de très grandes énergies (plusieurs centaines de MeV et au-delà), les noyaux éclatent en plusieurs fragments; ces éclatements laissent dans les émulsions ou dans les chambres à bulles des traces en forme d'étoiles à plusieurs branches. Ces processus sont désignés sous le nom de *processus à étoile.*

Le temps d'évolution des réactions nucléaires d'interaction directe est égal à la durée nécessaire à la particule incidente pour traverser le noyau cible ($\sim 10^{-22}$ s) tandis que le temps de vie du noyau composé est beaucoup plus long ($\sim 10^{-14}$ à 10^{-16} s).

3. La section efficace $\sigma(\mathscr{E})$ d'une réaction nucléaire d'interaction directe varie de façon monotone avec $\mathscr{E}$, tandis que dans le cas de la formation d'un noyau composé on observe des maximums et des minimums de résonance. Lorsque l'énergie de la particule incidente est suffisamment grande (au-dessus de 1 MeV), les pics de résonance de l'énergie du noyau composé se recouvrent et le spectre énergétique prend un aspect continu. Dans ces cas l'allure de la variation de la section efficace de réaction en fonction de l'énergie est décrite de façon satisfaisante par le *modèle optique du noyau.* Dans ce modèle on assimile le noyau à un milieu continu qui réfracte et absorbe les ondes de de Broglie associées aux particules incidentes. On ramène ainsi le problème à N corps à celui du mouvement d'une seule particule dans un champ de forces donné.

Dans le modèle optique les propriétés du noyau sont caractérisées, par analogie avec l'optique, par un *indice de réfraction.* Pour pouvoir tenir compte de l'absorption des ondes de de Broglie on utilise un indice de réfraction complexe qu'on exprime à l'aide de l'hamiltonien d'interaction de la particule incidente avec le noyau, qui est lui aussi complexe. Pour assurer l'accord avec les données expérimentales on introduit, en plus de l'absorption volumique, une *absorption superficielle* du noyau. Un cas limite du modèle optique est le *modèle du noyau noir* qu'on définit comme un noyau absorbant toute particule qui vient le frapper. Néanmoins, dans le cas de particules incidentes de hautes énergies, on est conduit à admettre que le noyau noir est semi-transparent, sinon l'accord avec l'expérience ne sera pas satisfaisant.

Le principal défaut du modèle optique réside en ce que tous les paramètres du noyau, à savoir l'indice de réfraction complexe, l'hamiltonien complexe, l'absorption superficielle, la transparence du noyau noir, doivent être choisis de façon empirique et sont introduits de façon *ad hoc* pour pouvoir décrire certaines propriétés du noyau et ne résultent donc pas d'une théorie physique conséquente. Mais ce défaut est propre à tout modèle artificiel.

4. Examinons certaines particularités des réactions nucléaires induites par des particules incidentes de différentes sortes: neutrons, protons, deutérons, particules α, ions lourds, photons γ.

Les réactions induites par les neutrons, les protons et les particules α sont semblables à beaucoup d'égards. Cette similitude tient à ce que le mécanisme de ces réactions est le même: dans la plupart des cas ces réactions comportent la formation et la désintégration de noyaux composés. Les différences entre ces réactions se résument à la différence des charges portées par les particules incidentes (0, +1, +2). En résulte une différence du degré de transparence de la barrière coulombienne tant que la particule se trouve hors du noyau, mais toute différence s'estompe lorsqu'il s'agit de la désintégration du noyau composé qui est régie par les forces nucléaires déterminant le mécanisme de la réaction.

Les sections efficaces des réactions de capture des particules α d'énergie faible ($\sim$1 keV) ou moyenne ($\sim$1 keV à 1 MeV) sont infiniment petites, mais croissent rapidement avec l'énergie. Sous l'action des particules α sont induites de préférence des réactions de la forme (α, p) et (α, n). Les particules α qui sont émis lors des désintégrations radioactives ne peuvent induire des réactions que sur des noyaux légers ($A \leqslant 50$) pour lesquels la hauteur de la barrière de potentiel coulombienne est $\sim$10 MeV; la probabilité de la réaction (α, n) est plus grande que celle de la réaction (α, p), car la barrière de potentiel coulombienne s'oppose à l'éjection des protons et n'existe pas pour les neutrons. Dans le cas des noyaux lourds ($A \geqslant 100$) la hauteur de la barrière coulombienne est de $\sim$25 MeV pour les particules α. Lorsque l'énergie de la particule α est supérieure à cette valeur, les réactions de la forme (α, p) et (α, n) possèdent pratiquement la même probabilité. Les réactions (α, p) conduisent généralement à la formation de noyaux stables tandis que les réactions (α, n) conduisent à la formation de noyaux radioactifs, par exemple la réaction

$$^{9}_{4}\mathrm{Be} + ^{4}_{2}\mathrm{He} \rightarrow ^{12}_{6}\mathrm{C} + ^{1}_{0}\mathrm{n} + 5{,}6 \ \mathrm{MeV},$$

qui est encore utilisée comme source de neutrons (cf. § 85).

Les réactions qui donnent lieu à l'éjection de particules chargées dépendent largement de la transparence de la barrière coulombienne. C'est pour cela que l'absorption des neutrons lents donne lieu soit à l'émission de rayons γ (capture radiative), soit à celle

de neutrons de même énergie (diffusion élastique). Les noyaux les plus légers font exception, mais même sur les noyaux les plus légers les particules incidentes de faible énergie ne conduisent que rarement à des réactions avec émission de particules chargées. Dans le cas des noyaux les plus lourds (par exemple ^{235}U) la réaction de fission peut se produire. Dans la gamme des énergies faibles la principale contribution à la largeur totale Γ du niveau provient de la largeur radiative (Γ_γ) et de la largeur neutronique (Γ_n). Les autres largeurs sont négligeables.

5. Conformément à la formule (89.9), les sections efficaces de la capture radiative $\sigma_{n\gamma}$ et de la diffusion élastique σ_{nn} peuvent s'exprimer comme suit :

$$\sigma_{n\gamma} = \sigma_n \Gamma_\gamma/(\Gamma_\gamma + \Gamma_n), \quad (91.1)$$

$$\sigma_{nn} = \sigma_n \Gamma_n/(\Gamma_\gamma + \Gamma_n), \quad (91.2)$$

de sorte que

$$\sigma_{n\gamma}/\sigma_{nn} = \Gamma_\gamma/\Gamma_n. \quad (91.3)$$

Pour les noyaux lourds ($A > 100$) $\Gamma_\gamma > \Gamma_n$. Cela signifie que l'absorption des neutrons lents par les noyaux lourds donne surtout lieu à l'émission de rayons γ. A mesure que l'énergie des particules incidentes augmente, l'énergie d'excitation du noyau composé croît et la largeur Γ_n augmente. Lorsque l'énergie des neutrons incidents est de 1 à 10 keV, Γ_n commence à l'emporter sur Γ_γ. Lorsque l'énergie des particules incidentes augmente encore, la diffusion élastique des neutrons commence à prédominer sur la capture radiative même chez les noyaux lourds. Pour les noyaux relativement légers ($A \approx 50$) et pour une énergie des particules incidentes $\sim$100 eV, Γ_n devient égal à plusieurs eV et devient donc supérieur à Γ_γ.

L'absorption des neutrons par les noyaux $^{10}_{5}B$ se conforme à la loi en $1/v$ pour une large gamme d'énergie (jusqu'à 10 keV). La section efficace de réaction $^{10}_{5}B$ (n, α)$^{7}_{3}Li$ est près de 10^5 fois supérieure à la section de la capture radiative des neutrons. Une probabilité aussi importante de l'émission des particules α chargées est liée à ce que la capture d'un neutron par le noyau s'accompagne d'une libération d'une énergie dont une partie importante (1,77 MeV) est emportée par la particule α. C'est pour cela que la barrière coulombienne ne constitue pas pour les particules α un obstacle gênant leur sortie du noyau. On notera que la réaction considérée comporte une espèce de fission du noyau composé $^{11}_{5}B$ en deux fragments ($^{4}_{2}He$ et $^{7}_{3}Li$).

6. Lorsque l'énergie des neutrons incidents devient importante, la diffusion inélastique (n, n′) commence à se manifester en ce que le noyau final se retrouve non plus à l'état fondamental, mais dans un état excité. Dans ce cas Γ_n est tellement supérieur à toutes les autres largeurs Γ_p, Γ_γ, Γ_α, etc., qu'on peut poser $\Gamma \approx \Gamma_n$. En conséquence un noyau fortement excité possède une très grande pro-

babilité de revenir à l'état fondamental par émission de neutrons, tandis que les probabilités des réactions (n, p), (n, α), . . . sont négligeables. Si ces dernières réactions évoluaient par l'intermédiaire du noyau composé, leurs sections efficaces seraient données par les expressions

$$\sigma_{np} \approx \pi R^2 \Gamma_p/\Gamma, \quad \sigma_{n\alpha} \approx \pi R^2 \Gamma_\alpha/\Gamma.$$

Or comme $\Gamma_p \ll \Gamma$ et $\Gamma_\alpha \ll \Gamma$, etc., les sections efficaces de ces réactions devraient être de beaucoup inférieures à la section géométrique πR^2. Or cette conclusion est en désaccord avec l'expérience. Les mesures concernant la diffusion inélastique des neutrons de 14 MeV sur un grand nombre de noyaux ont montré que les sections efficaces observées étaient plusieurs fois plus grandes que celles que l'on déduit du modèle du noyau composé. Cela signifie que la plupart des réactions considérées évoluent non pas par l'intermédiaire du noyau composé, mais sont des réactions d'interaction directe. Ce résultat illustre notre assertion initiale.

7. Les protons induisent les réactions (p, α), (p, n), (p, p), (p, γ) et avec une probabilité moindre la réaction (p, d). Les réactions (p, α) sont généralement exothermiques et concernent surtout les noyaux légers, car la sortie des particules α à partir des noyaux lourds est rendue difficile par la barrière coulombienne. Par contre les réactions (p, n) sont toujours endothermiques et ont un seuil de 1 à 3 MeV. A la suite de ces réactions la charge du noyau augmente d'une unité, ce qui rend ces noyaux radioactifs par désintégration β^+ ou K$^+$. A titre d'exemple on peut citer les réactions

$$^7_3\mathrm{Li} + {}^1_1\mathrm{p} \rightarrow {}^7_4\mathrm{B} + {}^1_0\mathrm{n},$$
$$^7_4\mathrm{B} \rightarrow {}^7_3\mathrm{Li} + e^+ + \nu.$$

Lorsque l'énergie des protons incidents est supérieure à la hauteur de la barrière coulombienne, les réactions (p, p) possèdent à peu près la même probabilité que les réactions (p, n). Les réactions (p, γ) possèdent généralement un rendement plus faible vu que Γ_γ est inférieur à Γ_i ($i = \alpha$, n, p) de toutes les autres particules. Ces réactions ne deviennent importantes que lorsque l'éjection de la particule i se heurte à des difficultés. Les réactions du type (p, d) sont généralement endothermiques ; elles sont plus rares que les autres, car le deutéron est un noyau faiblement lié. Son énergie de liaison est égale à $\sim$2,23 MeV et les nucléons de ce noyau s'y trouvent à grande distance les uns des autres ($\sim 4 \cdot 10^{-13}$ cm).

On peut donc dire que le deutéron est un noyau relativement peu dense, ce qui se manifeste dans les réactions induites par les deutérons lorsque l'énergie d'une particule incidente est de quelques MeV. En raison des dimensions relativement grandes du deutéron, le neutron incident peut pénétrer dans le noyau cible, tandis que le proton se trouve hors du champ d'action des forces nucléaires et

n'est soumis qu'aux forces de répulsion coulombiennes exercées par le noyau et qui l'empêchent de pénétrer dans le noyau. C'est précisément cette répulsion coulombienne qui détermine la décomposition du deutéron et provoque la réaction de dépouillement (d, p) qui a lieu sous l'action des deutérons. Le dépouillement est cause de ce que la réaction (d, p) prédomine sur toutes les autres réactions induites par les deutérons. On comprend pourquoi, aux faibles énergies du faisceau incident, la réaction (d, p) est plus probable que la réaction (d, n). On arrive ainsi à expliquer pourquoi le rendement de la réaction induite par les deutérons est beaucoup plus grand que celui des réactions induites par d'autres particules. Dans le système du centre de masse les produits de réaction sont projetés de préférence vers l'avant, ce qui témoigne que toutes les réactions de dépouillement évoluent sans formation de noyaux composés.

Une particularité importante des réactions de dépouillement consiste en ce que les produits de ces réactions sont des isotopes des noyaux cibles possédant une énergie d'excitation qui est bien souvent inférieure à l'énergie de séparation d'un neutron. On dispose ainsi d'un procédé pratique de produire, à l'aide des réactions de dépouillement induites par des deutérons, des noyaux faiblement excités. Dans les réactions nucléaires induites par des deutérons de haute énergie, le processus de dépouillement prédomine, car ce n'est que dans ces cas que la répulsion mutuelle des protons n'est pas essentielle et les probabilités des deux types de réaction de dépouillement (d, p) et (d, n) sont comparables.

8. Examinons brièvement les réactions nucléaires induites par les rayons γ. Ces réactions sont dites *photonucléaires*, quoiqu'elles soient déterminées par des *interactions électromagnétiques*.

Lorsque l'énergie des photons γ est petite, ceux-ci ne peuvent subir qu'une diffusion élastique. Lorsque leur énergie augmente, les réactions des types (γ, n), (γ, p), (γ, 2n), (γ, pn), (γ, α), etc., deviennent possibles. Ces réactions sont analogues au processus d'absorption des photons γ par les atomes et c'est pour cela qu'on les désigne toutes sous le nom d'*effet photonucléaire*. Dans les noyaux fissiles (cf. § 93) la probabilité des réactions de photofission du noyau (γ, f) est importante. Lorsque l'énergie des photons γ est supérieure à l'énergie seuil de création des mésons, à côté du processus de fission des noyaux on observe des processus de *photoproduction* (de pions par exemple).

Afin que l'une de ces réactions puisse se produire il faut que l'énergie des photons γ soit supérieure à l'énergie d'extraction du noyau de la particule ou du groupe de particules considéré. Par exemple, pour qu'un neutron puisse s'échapper du noyau, il faut que $\hbar\omega > \mathscr{E}_n$; des inégalités analogues doivent être écrites pour les protons et les particules α. L'énergie des rayons γ émis par les substances radioactives naturelles est insuffisante pour induire ces

réactions, à l'exception de deux cas caractérisés par de faibles valeurs de $\mathscr{E}_n$; il s'agit des réactions suivantes:

$$\gamma + {}^2_1\mathrm{H} \rightarrow {}^1_0\mathrm{n} + {}^1_1\mathrm{p}$$

et

$$\gamma + {}^9_4\mathrm{B} \rightarrow {}^8_4\mathrm{B} + {}^1_0\mathrm{n}.$$

Dans d'autres cas on doit utiliser les rayons γ produits dans les accélérateurs à l'aide de la réaction (p, γ) ou ceux existant dans le rayonnement de freinage des électrons. On doit remarquer que l'étude expérimentale des réactions photonucléaires est notablement plus difficile que celle des réactions induites par les neutrons et surtout par les protons et les particules α, car les rayons γ générés dans les accélérateurs sont loin d'être monochromatiques.

La particularité marquante des réactions photonucléaires est l'ampleur de la résonance se manifestant dans le processus d'absorption des photons γ. Cette résonance dite *géante* désigne le maximum de grande hauteur et de grande largeur qu'on observe sur la courbe de variation de la section efficace d'absorption σ ($\mathscr{E}_\gamma$) en fonction de l'énergie $\mathscr{E}_\gamma$. Dans le cas de noyaux légers (^{12}C, ^{12}O), ce maximum se situe dans la gamme de $\sim$20 à 25 MeV, et dans le cas de noyaux moyens et lourds, dans la gamme de 13 à 18 eV. La largeur du maximum est $\sim$3 à 4 MeV. Ce sont les réactions (γ, p) et (γ, n) qui apportent la principale contribution à la section d'absorption totale des photons γ. La section d'absorption des photons γ par les noyaux, même dans la région de la résonance géante, n'est que de $\sim 0{,}05 \cdot 10^{-24}$ à $0{,}1 \cdot 10^{-24}$ cm^2, valeur de 1 à 2 ordres de grandeur inférieure à la section d'absorption des mêmes photons γ par les électrons atomiques. On en conclut que les réactions photonucléaires n'affectent que fort peu l'absorption des rayons γ par la matière.

La distribution en énergie et la distribution angulaire des particules éjectées lors de l'effet photonucléaire ne correspondent pas aux conceptions de Bohr relatives au noyau composé. Ainsi le rendement en photoneutrons et en photoprotons est généralement plus important que celui que prévoit la théorie de Bohr; la distribution angulaire des protons et des neutrons rapides éjectés par les noyaux est anisotrope, mais devient isotrope s'il s'agit de particules lentes. Ces résultats corroborent l'hypothèse selon laquelle l'absorption des photons γ est assurée par un ou plusieurs nucléons se trouvant à la surface des noyaux.

9. A côté de l'effet photonucléaire nous devons citer les *processus électronucléaires* qui se manifestent lorsqu'on bombarde un noyau avec des particules chargées, telles que les protons ou les particules α. Dans ces conditions les forces nucléaires sont concurrencées par les forces électriques. Dans leur zone d'action les forces nucléaires sont 100 à 1000 fois plus intenses que les forces électriques, mais décroissent très rapidement avec la distance et ne se manifestent pratique-

ment plus hors du noyau. Les forces électriques décroissent lentement avec la distance et ce sont elles qui contrôlent le comportement des particules chargées incidentes tant qu'elles se trouvent en dehors du noyau. C'est ce qui explique pourquoi une particule α de haute énergie pénètre librement dans le noyau et y est soumise à une intense interaction nucléaire. Aux énergies élevées l'influence des forces électriques est négligeable, mais aux basses énergies, une particule α par exemple ne peut s'approcher tout contre un noyau et ne peut interagir avec ce dernier que par l'intermédiaire du champ électrique. L'énergie $\mathcal{E}_{\text{lim}}$ de la particule α qui marque la limite entre ces deux comportements est approximativement égale à l'énergie coulombienne correspondant au contact du noyau avec la particule α, i.e.

$$\mathcal{E}_{\text{lim}} = \frac{2Ze^2}{R+r},$$

où $2e$ est la charge de la particule α, r son rayon, Ze la charge du noyau et R son rayon. Pour les noyaux moyens $\mathcal{E}_{\text{lim}} \sim 10$ MeV.

L'interaction coulombienne des particules chargées lourdes avec les noyaux détermine non seulement la diffusion élastique de ces particules, mais peut donner lieu à une diffusion inélastique s'accompagnant de l'*excitation coulombienne du noyau.* Quoique ce processus ne détermine l'excitation que des niveaux inférieurs du noyau, il est utile en ce qu'il permet de mesurer les moments quadrupolaires intrinsèques Q_0 des noyaux (cf. § 70).

L'interaction des électrons avec les noyaux s'effectue à toutes les énergies exclusivement par l'intermédiaire du champ électromagnétique (en négligeant l'interaction faible) puisque les électrons ne participent pas aux interactions fortes. L'étude de la diffusion élastique d'électrons de haute énergie sur les noyaux et sur les nucléons individuels est particulièrement intéressante, car ce processus peut être exactement calculé et permet de mesurer la distribution des charges électriques dans les noyaux et les nucléons.

CHAPITRE XIV

LES NEUTRONS ET LA FISSION DES NOYAUX ATOMIQUES

§ 92. Histoire de la découverte du neutron

1. En physique nucléaire et dans ses applications le neutron joue un rôle comparable à celui que l'électron joue en électronique. Quoique dans notre exposé de la physique du noyau nous avons constamment eu affaire aux neutrons, rien n'a été encore dit à propos de leur découverte. Comme cela ne manque pas d'intérêt nous allons consacrer ce paragraphe à l'historique de la question.

La première réaction nucléaire artificielle

$$^{14}_{7}N + ^{4}_{2}He \rightarrow ^{17}_{8}O + ^{1}_{1}H \qquad (92.1)$$

a été observée par Rutherford en 1919. Les protons ont été détectés grâce aux propriétés scintillantes d'un écran en ZnS. Après la découverte de cette réaction, Chadwick et d'autres physiciens se lancèrent dans l'étude d'autres réactions nucléaires. Jusqu'en 1931, on ne disposait d'aucun accélérateur convenant à ces nouveaux besoins. On essayait de provoquer les transmutations artificielles des noyaux en les bombardant avec des particules α issues de sources radioactives, notamment de RaC′ (la notation moderne est $^{214}_{83}Po$) qui émet des alphas énergiques. On constata que les atomes de nombreux éléments, surtout ceux des éléments légers dont la barrière coulombienne est de hauteur modérée, éjectaient dans ces conditions des protons. Mais il se trouva parmi les éléments les plus légers ceux, par exemple Be et Li, qui étant bombardés avec des particules α, n'éjectaient aucun proton.

2. On se demanda si l'irradiation α ne provoquait pas une émission inconnue qui serait sans action sur le scintillateur en ZnS. C'est pour trouver une réponse à cette question que Bothe (1891-1957) et W. Becker remplacèrent, fin 1930, l'écran en ZnS par un compteur de Geiger. Ils utilisèrent une source en $^{218}_{84}Po$, quoique l'énergie des particules α émises ne soit pas très grande (5,25 MeV). Ce choix fut dicté par le fait que cette source n'émet que des particules α en l'absence des rayonnements β et γ qui compliquent la situation. On disposait entre la source de particules α et le compteur de Geiger une cible mince en différents matériaux, le béryllium par exemple. Derrière la cible on pouvait disposer des plaques de plomb

de différentes épaisseurs pour pouvoir se faire une idée de l'absorption des rayons inconnus au cas où l'on arriverait à les déceler.

L'expérience montre effectivement que l'irradiation de certaines substances (béryllium, bore, lithium) donnait lieu à une émission qui provoquait de faibles décharges dans le compteur de Geiger. C'est le béryllium qui produisait le rayonnement le plus intense. Ce rayonnement inconnu, qu'on appellera pour l'instant *rayonnement de béryllium*, était fort pénétrant. Après traversée d'une couche de plomb de 2 cm d'épaisseur, l'intensité de ce rayonnement ne diminuait que de 13 %. Ce résultat a permis d'affirmer que le rayonnement devait être constitué de particules électriquement neutres, puisque les particules chargées ionisent le milieu qu'elles traversent et leur absorption est donc beaucoup plus forte. En 1930, on ne connaissait qu'une seule particule neutre — le photon. Bothe et Becker supposèrent donc que le rayonnement du béryllium était constitué de rayons γ très durs. Les recherches ultérieures obligèrent de rejeter cette hypothèse.

Si le rayonnement émis par le béryllium était constitué de rayons γ, on pourrait évaluer leur énergie d'après leur absorption dans le plomb. On a trouvé ainsi que l'énergie maximale du photon γ devrait être égale à 7 MeV. Or cette estimation est en désaccord avec les résultats d'autres expériences. En outre l'absorption des rayons γ augmente avec la densité de l'absorbeur, tandis qu'on a trouvé une dépendance inverse pour le rayonnement du béryllium.

3. En 1932, Irène Curie et Frédéric Joliot répétèrent les expériences de Bothe et Becker en remplaçant le compteur de Geiger par une chambre d'ionisation. En disposant des plaques de paraffine entre la source des particules α et la chambre d'ionisation, ils constatèrent que de la paraffine sortaient des protons dont le parcours maximal dans l'air atteignait 26 cm. A cette longueur du parcours correspond une énergie des protons égale à $\mathcal{E} \approx 4{,}5$ MeV. L'apparition dans ces expériences des protons de recul a été prouvée par observation visuelle des traces dans la chambre de Wilson. Toutes les substances hydrogénées se comportent comme la paraffine.

Connaissant l'énergie maximale des protons et se fondant sur l'hypothèse de Bothe et Becker sur la nature du rayonnement du béryllium, Joliot et Curie calculèrent l'énergie maximale que devraient posséder les rayons γ en procédant de la manière suivante.

En supposant que les protons sont éjectés sous l'action des rayons γ, ce processus ne peut être que l'effet Compton sur les protons des atomes d'hydrogène dans lesquels les protons peuvent être considérés comme libres. Pour calculer la variation de la longueur d'onde λ résultant d'une diffusion des photons γ à l'angle ϑ, on peut utiliser la formule bien connue

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{mc}(1 - \cos\vartheta),$$

où m désigne la masse du proton (et non plus celle de l'électron; cf. § 3). La variation maximale de la longueur d'onde correspond à une diffusion à l'angle $\vartheta = \pi$. Dans ce cas $\lambda' - \lambda = 2h/mc$; on en tire la fréquence ν' et de là l'énergie du proton éjecté:

$$\mathscr{E} = h\nu - h\nu' = \frac{h\nu}{1 + mc^2/(2h\nu)}. \tag{92.2}$$

En y substituant $\mathscr{E} = 4{,}5$ MeV, $mc^2 = 938$ MeV, on trouve $h\nu = 48$ MeV. C'est l'énergie que devraient posséder les photons γ pour que leur diffusion conduise à l'apparition de protons ayant l'énergie convenable. Les photons γ doivent être créés dans le béryllium sous l'action des particules α émises par le polonium. Comme l'énergie des particules α n'est que de 5,25 MeV, on ne peut concevoir

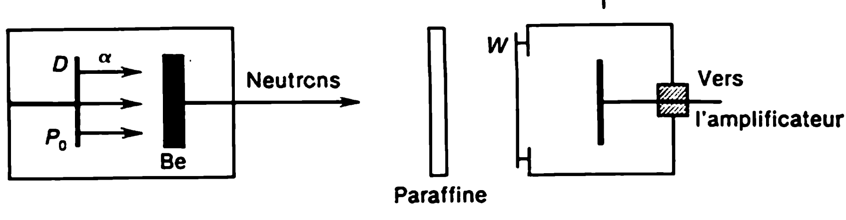


Fig. 158

qu'elles soient capables d'exciter des photons γ d'énergie aussi élevée. D'autre part la valeur calculée de l'énergie des photons γ (48 MeV) est bien différente de celle (7 MeV) qui a été évaluée d'après les mesures de leur absorption.

4. C'est Chadwick qui effectua, en 1932, les études les plus poussées du rayonnement émis par le béryllium. Le schéma de son dispositif expérimental ne diffère pas en principe de celui qu'utilisèrent Joliot et Curie. Le schéma de ce dispositif est représenté sur la figure 158. On notera cependant que Chadwick recouvrit la chambre d'ionisation de feuilles d'aluminium d'épaisseurs différentes pour pouvoir déterminer les parcours et donc les énergies des protons sortant de la paraffine. Chadwick trouva que l'énergie maximale des protons sortant de la paraffine était égale à $\mathscr{E} = 5{,}7$ MeV. Si le rayonnement du béryllium était constitué de photons γ, à cette valeur de $\mathscr{E}$ devrait correspondre une énergie maximale des photons γ $h\nu = 55$ MeV. Or Chadwick étudia la diffusion du rayonnement du béryllium pas seulement sur la paraffine, mais aussi sur d'autres substances et calcula dans chaque cas les énergies maximales des photons γ à l'aide de la formule (92.2). La mesure du parcours des noyaux de recul dans l'azote donne $h\nu = 90$ MeV et dans l'argon $h\nu = 150$ MeV.

Ainsi l'hypothèse qui identifiait le rayonnement du béryllium avec le rayonnement γ aboutissait à des résultats contradictoires,

puisque selon la méthode utilisée on trouvait pour la même grandeur les valeurs : 7, 55, 90, 150 MeV. Ces désaccords invalidèrent l'hypothèse avancée. Chadwick démontra que toutes les contradictions étaient levées en supposant que le rayonnement du béryllium était constitué par un flux de *particules neutres* qu'il appela *neutrons*.

L'hypothèse sur l'existence possible des neutrons avait été avancée par Rutherford dès 1920. Rutherford admettait l'existence éventuelle d'une particule neutre constituée d'un proton et d'un électron qui y seraient liés l'un à l'autre plus solidement que dans l'atome d'hydrogène à l'état fondamental. L'existence d'une telle particule neutre fut confirmée, mais l'hypothèse concernant sa structure fut abandonnée (cf. § 63).

Néanmoins l'hypothèse de Rutherford concernant la structure du neutron permit de comprendre aussitôt pourquoi les neutrons qui provoquaient l'éjection des protons pouvaient posséder une énergie beaucoup plus faible que celle des photons γ. Selon l'hypothèse de Rutherford, la masse du neutron devrait être égale, à très peu de chose près, à la masse du proton. Posons que la masse du neutron est égale à celle du proton. Dans le cas d'une collision frontale d'un photon γ d'énergie $h\nu$ avec un proton, ce dernier reçoit une impulsion $mv = h\nu/c$, d'où

$$\frac{mv^2/2}{h\nu} = \frac{v}{2c}.$$

Dans le cas où la masse du neutron serait égale à celle du proton, la quantité $mv^2/2$ serait égale à l'énergie du neutron. La formule ci-dessus montre que cette énergie est beaucoup plus petite que celle du photon γ correspondant. On notera que ce raisonnement ne s'appuie que sur l'hypothèse de l'égalité des masses du proton et du neutron sans qu'intervienne l'hypothèse de la structure du neutron.

5. C'est Chadwick qui procéda à la première mesure, peu précise il est vrai, de la masse m_n du neutron. Il s'appuyait sur les considérations suivantes. Lorsqu'un neutron subit une collision frontale avec un noyau de masse m immobile, en vertu de la conservation de l'énergie et de l'impulsion on peut écrire en approximation non relativiste

$$m_n v_{n1}^2 = m_n v_{n2}^2 + mv^2,$$
$$m_n v_{n1} = m_n v_{n2} + mv,$$

où v_{n1} et v_{n2} sont les vitesses du neutron avant et après la collision et v est la vitesse du noyau de recul. On en déduit

$$v = \frac{2m_n}{m + m_n} v_{n1}.$$

Chadwick mesurait les vitesses maximales des noyaux de recul dans l'hydrogène v_H et dans l'azote v_N. Le maximum de la vitesse des

noyaux de recul témoigne que dans les deux cas la vitesse des neutrons était la même et avait sa valeur maximale. En posant successivement $m = m_H$ et $m = m_N$ dans l'équation précédente et en divisant les résultats membre à membre, on trouve

$$\frac{v_H}{v_N} = \frac{m_N + m_n}{m_H + m_n} = \frac{m_N/m_H + m_n/m_H}{1 + m_n/m_H}. \quad (92.3)$$

En se fondant sur les résultats de ses mesures, Chadwick trouva que les vitesses de recul maximales les plus probables des noyaux d'hydrogène (des protons) et d'azote étaient égales à $v_H = 3,3 \times \times 10^9$ cm/s et $v_N = 4,7 \cdot 10^8$ cm/s. Partant de ces valeurs numériques et posant $m_N/m_H = 14$, on déduit de (92.3) que $m_n/m_H = = 1,15$. Compte tenu de l'importance des erreurs commises, Chadwick a conclu que $m_n = m_H$, i.e. la masse du neutron était égale à la masse m_p du proton.

La valeur exacte de la masse du neutron $m_n = (939,5731 \pm \pm 0,0027)$MeV a été déduite du bilan des masses de plusieurs réactions nucléaires auxquelles participent des neutrons. La masse du neutron diffère de celle du proton $m_p = (938,2796 \pm 0,0027)$ MeV de $m_n - m_p = (1,29343 \pm 0,00004)$ MeV.

§ 93. La fission des noyaux atomiques

1. La mise en évidence du phénomène de la fission des noyaux atomiques est l'une des grandes découvertes qui trouve d'immenses applications dans les sciences et les techniques. Les prémisses de cette découverte datent de 1934 lorsque Fermi et ses collaborateurs commencèrent à bombarder les noyaux atomiques par des neutrons afin de produire de nouveaux éléments chimiques. Comme les neutrons ne portent aucune charge électrique, la barrière de potentiel coulombienne n'existe pas pour eux et ils peuvent donc pénétrer plus librement dans les noyaux que les particules chargées et y induire des transformations nucléaires. En bombardant l'uranium — l'élément chimique le plus lourd existant à l'état naturel, Fermi espérait obtenir des éléments chimiques encore plus lourds qu'on appelle *éléments transuraniens*. Ces derniers doivent être des éléments radioactifs, car autrement ils existeraient sur Terre à l'état naturel.

Il existe trois isotopes stables de l'uranium: ^{238}U, ^{235}U et ^{234}U. Le plus abondant est ^{238}U. L'abondance relative des deux autres isotopes est faible: celle de ^{235}U est la 1/140 partie et celle de ^{234}U est la 1/17 000 partie de ^{238}U. Supposons qu'on irradie avec des neutrons l'un des isotopes, l'uranium-238 par exemple. On obtient alors un nouvel isotope $^{239}_{92}$U qui, étant surchargé de neutrons, doit subir une désintégration β^- avec formation de l'élément transuranien avec $Z = 93$. Une nouvelle désintégration β^- devrait donner l'élément avec $Z = 94$, etc.

Fermi et ses collaborateurs constatèrent en effet que le bombardement de l'uranium par les neutrons donnait naissance à de nouveaux noyaux radioactifs. La preuve en était l'apparition de nouvelles périodes de désintégration. Les chercheurs accordèrent toute leur attention aux périodes de 13 et de 90 minutes, car parmi tous les noyaux ayant un nombre de charge compris entre $Z = 86$ et $Z = 92$ on ne connaissait aucun noyau caractérisé par l'une de ces périodes. Il était donc logique que Fermi émit l'hypothèse que le nouveau rayonnement β était émis par l'élément avec $Z = 93$ ou par un élément de nombre de charge encore plus élevé. Cette hypothèse semblait être confirmée par l'étude des propriétés chimiques des éléments hypothétiques par les méthodes radiochimiques, mais ces résultats ne furent pas jugés probants.

2. Les recherches systématiques menées depuis de nombreuses années par O. Hahn (1879-1968), L. Meitner (1878-1968) et F. Strassman (1902-1980) montrèrent que la courbe d'affaiblissement de l'intensité des différents rayonnements présentait une allure différente suivant l'époque du début des observations. On pouvait en inférer que des substances radioactives se formaient non pas aussitôt, mais quelque temps après le début de l'irradiation par les neutrons. On en conclut qu'il existait une chaîne de transformations radioactives semblable aux familles radioactives naturelles. Les périodes de 13 et de 90 minutes qui ont été décelées par Fermi ont été déterminées à nouveau, et selon Meitner, elles étaient respectivement égales à 16 et à 59 minutes. On décela en outre un grand nombre d'autres périodes radioactives de grande durée que Fermi ne remarqua pas. Le nombre total des périodes décelées a été trouvé égal à neuf et le plus grand numéro atomique des éléments radioactifs hypothétiques atteignit 97. On doit noter que la période égale à 23 mn ne se manifestait que si l'on irradiait la cible avec des neutrons lents, et ce n'est qu'ainsi qu'on réussit à la distinguer de la période proche de 16 minutes.

I. Curie et P. Savič (né en 1909) découvrirent, en plus des périodes trouvées par Hahn, Meitner et Strassman, une période de 3,5 heures. Il s'avéra que l'élément correspondant avait des propriétés chimiques analogues à celles du lanthane. Ce fait impliquait l'hypothèse de la *fission du noyau*, mais ni Curie ni Savič n'envisagèrent cette éventualité et attribuèrent l'émission radioactive observée à des éléments transuraniens.

Hahn et Strassman poursuivaient cependant leurs recherches systématiques des substances radioactives dérivant de l'uranium et du thorium après leur irradiation avec des neutrons. (L. Meitner ne participait pas à ces recherches, car étant de nationalité juive et citoyenne d'Autriche, elle fut obligée d'émigrer en Suède après l'occupation de l'Autriche par l'Allemagne hitlérienne. Elle resta néanmoins en relations suivies avec le laboratoire de Hahn à Berlin.)

Hahn et Strassman étaient des chimistes spécialistes de la radiochimie. Le principal résultat de leurs recherches consistait en ce que l'irradiation de l'uranium et du thorium par les neutrons donnait naissance à des isotopes des éléments chimiques situés vers le milieu du système périodique, tels que le baryum et le lanthane, qui ont été décelés dans les expériences de Curie et Savič.

3. La nature de ces phénomènes étranges a été expliquée par L. Meitner et par son neveu O. Frisch (1904-1979) à la mi-janvier 1939. Ils supposèrent que le noyau excité d'uranium ou de thorium résultant de la capture d'un neutron éclatait en deux *fragments* plus légers de masses approximativement égales. Les isotopes radioactifs des éléments se trouvant vers le milieu du système périodique, qui ont été décelés par Curie et Savič, Hahn et Strassman, sont précisément les fragments des noyaux d'uranium et de thorium. Comme la teneur relative en neutrons augmente avec la masse du noyau, ces fragments sont trop riches en neutrons et sont le siège de processus de transformations des neutrons en protons avec émission d'électrons. Ces mêmes processus ont lieu dans les noyaux fils formés dans les transformations antérieures. C'est ce qui explique la série des transformations β^- successives qu'observa Fermi. On devait envisager la possibilité de la fission des noyaux non pas en deux, mais en plusieurs fragments, ce qui fut confirmé ultérieurement. Ces fissions en plusieurs fragments sont cependant beaucoup moins fréquentes que la fission en deux fragments.

L'hypothèse de Meitner et Frisch fut aussitôt confirmée par les expériences de Frisch portant sur les atomes de recul ; Frisch put observer le caractère explosif de la fission des noyaux. Dans ces expériences la surface interne d'une petite chambre d'ionisation était recouverte d'une couche d'oxyde d'uranium. En approchant une source de neutrons (Rn + Be) on observait de 10 à 30 fois par minute de fortes impulsions d'ionisation qui après amplification étaient enregistrées à l'aide d'un oscillographe. Ces impulsions ne pouvaient être déterminées que par des particules atomiques de masses importantes portant de fortes charges et possédant une énergie énorme. Tout le montage était conçu de façon que les impulsions dues aux particules α soient trop faibles pour actionner l'oscillographe. On pouvait s'en assurer par l'absence d'impulsions lorsqu'on enlevait l'uranium ou lorsqu'on éloignait la source de neutrons. Lorsqu'on enrobait la source de neutrons dans une couche de paraffine, le nombre d'impulsions d'ionisation augmentait près de deux fois, ce qui prouvait que les *neutrons lents* convenaient mieux à la fission des noyaux d'uranium.

Après les expériences de Frisch d'autres expériences ont été réalisées dans de nombreux laboratoires et confirmèrent le fait de la fission des noyaux. Sans nous arrêter davantage sur cet aspect de la question, passons à un exposé des lois régissant le phénomène de la

fission et à son interprétation théorique fondée sur un modèle simple.

4. Nous avons déjà mentionné que l'énergie de liaison d'un nucléon est plus faible dans les noyaux lourds que dans les noyaux moyens du système périodique des éléments (cf. fig. 121). Supposons que le noyau ^{235}U, après capture d'un neutron, se divise en deux fragments égaux. La figure 121 montre que dans le noyau d'uranium l'énergie de liaison d'un nucléon est $\sim$ 7,6 MeV, tandis qu'elle est $\sim$ 8,5 MeV dans chacun des fragments. Il s'ensuit que la fission d'un noyau d'uranium donne lieu à la libération d'une quantité d'énergie égale à $\sim 8{,}5-7{,}6 = 0{,}9$ MeV par nucléon. Comme le nombre total de nucléons ne change pas à la fission, l'énergie totale libérée au cours d'un événement de fission d'un noyau d'uranium est $\sim 0{,}9\cdot 236 \sim 210$ MeV. Cette énergie énorme est libérée surtout sous la forme de l'énergie cinétique des fragments.

On parvient à une évaluation plus précise de l'énergie libérée en utilisant les valeurs des coefficients de tassement (packing fraction), i.e. de la différence $M - A$ entre la masse M du noyau et le nombre de masse A. Supposons que le noyau initial est ^{235}U. Après capture d'un neutron il se transforme en ^{236}U, qui subit la fission en deux fragments. Supposons que les nombres de masse de ces fragments soient égaux à 118. On trouve dans le tableau des coefficients de tassement que pour le noyau intermédiaire de ^{236}U $^{236}M - {}^{236}A \approx$ ≈ 42 MeV, et que pour chacun des fragments $^{118}M - {}^{118}A \approx$ ≈ -86 MeV. L'énergie totale libérée à la fission est égale à la différence entre l'énergie du noyau intermédiaire et l'énergie des deux fragments, c'est-à-dire à $42 - (-2\cdot 86) = 214$ MeV, i.e. le même résultat que ci-dessus, aux erreurs de calcul près.

On obtient pratiquement le même résultat à partir de la formule semi-empirique de Weizsäcker (64.6). Comme cette formule a été établie en se fondant sur l'idée que la matière nucléaire est incompressible, on peut y omettre le premier terme puisqu'il ne change pas lors de la fission du noyau et n'exerce donc aucune influence sur la différence des masses avant et après la fission du noyau. Pour cette même raison on peut omettre aussi le quatrième terme, car l'énergie d'asymétrie ne varie pas par fission. Rejetons encore le dernier terme — l'énergie d'appariement, vu qu'on peut négliger sa variation résultant de la fission. Compte tenu de ces simplifications l'énergie du noyau peut être représentée par la formule

$$\mathcal{E} = C_{\text{sur}}A^{2/3} + C_{\text{coul}}Z^2A^{-1/3}. \qquad (93.1)$$

Les signes de la formule (64.6) ont été inversés puisque cette formule représente le travail qu'il faut fournir pour diviser le noyau en ses nucléons constitutifs. Or ce travail changé de signe est l'énergie du noyau. Utilisons les valeurs des coefficients (64.7) ; on n'en a besoin que de deux : $C_{\text{sur}} = 17{,}8$ MeV et $C_{\text{coul}} = 0{,}710$ MeV. Un calcul simple donne pour l'uranium $\mathcal{E}_{236} = 1653$ MeV et pour chacun des

fragments $\mathscr{E}_{118} = 735$ MeV. L'énergie cherchée, libérée lors de la fission, est donc égale à $1653 - 2 \cdot 735 = 183$ MeV, résultat peu différent de celui obtenu ci-dessus (voir problème 3 au § 64).

5. N. Bohr et J. Wheeler (né en 1911) et indépendamment d'eux I. Frenkel (1894-1952) ont élaboré une théorie simple de la fission du noyau, fondée sur le modèle de la goutte liquide. Bien entendu ce modèle n'arrive à refléter que certains aspects, parmi les plus simples, d'un phénomène aussi compliqué que la fission du noyau. De nombreux aspects de ce phénomène restent inexpliqués et d'autres sont en contradiction avec la théorie. V. Stroutinski perfectionna le modèle de la goutte liquide en tenant compte des effets de couche, mais nous n'envisagerons ici, et qualitativement de surcroît, que la théorie de la fission la plus simple fondée sur le modèle de la goutte liquide.

Soit un noyau ^{235}U qui, ayant capté un neutron, s'est transformé en un noyau composé ^{236}U. Lorsque le noyau ^{236}U se trouve à l'état fondamental, il est pratiquement stable; quoique sujet à une désintégration α, sa période est de $2{,}4 \cdot 10^7$ ans. Ce noyau peut exécuter des vibrations tout autour de sa forme d'équilibre sans subir de fission. Or, par capture d'un neutron, le noyau ^{236}U formé apparaît dans un état fortement excité et l'amplitude des vibrations devient tellement grande que le noyau éclate en deux fragments. Sous l'action des forces de répulsion coulombiennes ces fragments sont animés de vitesses importantes et acquièrent une énergie cinétique de ~ 200 MeV. Cette énergie est déterminée par l'action des forces *électriques* et non pas par celle des forces nucléaires. Si l'on assimile le noyau à une goutte liquide, on peut illustrer les différents stades de sa déformation avant et après la fission par le schéma de la figure 159. Mais l'énergie disponible n'est pas transformée en totalité en énergie cinétique des fragments. Les fragments apparaissent eux-mêmes dans des états excités et leur énergie interne est libérée surtout par évaporation de neutrons. Les principaux produits de la fission sont deux noyaux approximativement égaux et plusieurs neutrons.

6. Lorsque la surface du noyau augmente, l'énergie de tension superficielle augmente tandis que l'énergie de répulsion coulombienne diminue. On peut négliger les variations de l'énergie de volume, de l'énergie d'asymétrie et de l'énergie d'appariement. La tension superficielle tend à ramener le noyau déformé à son état initial, tandis que l'énergie de répulsion coulombienne favorise sa fission. Le rapport de l'énergie coulombienne à l'énergie de surface est proportionnel à $Z^2A^{-1/3} : A^{2/3} = Z^2/A$. Le rapport Z^2/A peut donc jouer le rôle de principal paramètre caractérisant l'aptitude du noyau à la fission. Plus la valeur de ce paramètre est grande, plus l'aptitude du noyau à la fission est grande. Pour évaluer la valeur critique du paramètre Z^2/A, pour laquelle le noyau ne peut plus être stable, il faut

analyser la manière dont varie la stabilité du noyau lorsqu'on lui impose de petites déformations.

Lorsque les déformations du noyau sont petites, on peut admettre que le noyau initialement sphérique prend la forme d'un ellipsoïde de révolution allongé de demi-axes: $a = R\,(1 + \varepsilon)$ et $b = R/\sqrt{1 + \varepsilon}$, où ε est une petite quantité jouant le rôle de paramètre de déformation. Pour ces valeurs de a et b le volume du noyau

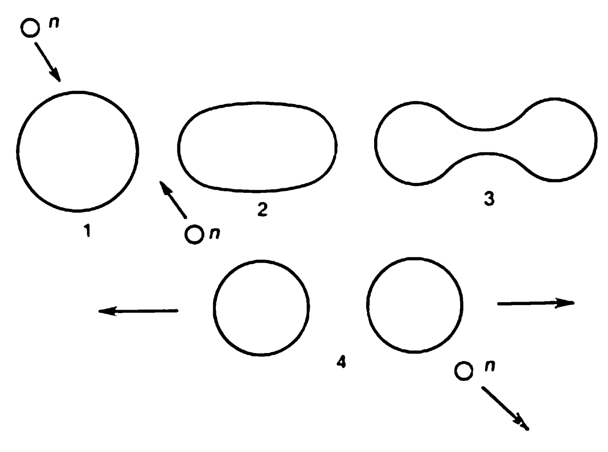


Fig. 159

ne change pas, ce qui correspond à l'hypothèse de l'incompressibilité du noyau. Le calcul de l'énergie de surface se ramène au calcul de la surface du noyau, et le calcul de l'énergie coulombienne se ramène au calcul du champ d'un ellipsoïde allongé chargé, si l'on suppose que la charge du noyau est uniformément répartie dans son volume. Les calculs montrent que lorsque la déformation du noyau est petite, l'énergie totale, égale à la somme de l'énergie de tension superficielle et de l'énergie de répulsion coulombienne, varie de

$$\Delta\mathscr{E} = \frac{1}{5}\,(2C_{\text{sur}}A^{2/3} - C_{\text{coul}}Z^2A^{-1/3})\,\varepsilon^2, \qquad (93.2)$$

où C_{sur} et C_{coul} sont les coefficients figurant dans la formule de Weizsäcker (64.6). Bien entendu cette variation de l'énergie se fait aux dépens de l'énergie interne du noyau excité. Si $\Delta\mathscr{E} > 0$, les forces superficielles prédominent et cherchent à ramener le noyau à sa forme sphérique initiale autour de laquelle le noyau exécute des mouvements vibratoires. Si $\Delta\mathscr{E} < 0$, ce sont les forces de répulsion coulombiennes qui prédominent et qui favorisent la fission. La valeur critique du paramètre Z^2/A au-dessus de laquelle le noyau devient absolument instable vis-à-vis de la fission se déduit de la con-

dition que l'expression figurant entre parenthèses dans la formule (93.2) soit nulle. On trouve ainsi

$$(Z^2/A)_{cr} \approx 2C_{sur}/C_{coul} \approx 50, \qquad (93.3)$$

où l'on a utilisé les valeurs de C_{sur} et C_{coul} données par (64.7). Il est évident que cette valeur critique du paramètre Z^2/A ne peut être connue que très approximativement puisqu'elle a été calculée en postulant la validité du modèle de la goutte liquide et la petitesse des déformations du noyau.

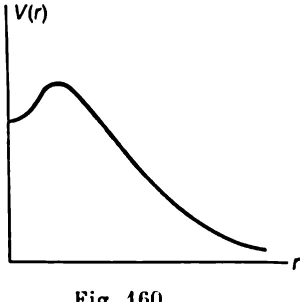


Fig. 160

La formule (93.3) ne permet pas de déterminer séparément les valeurs critiques de Z et de A au-dessus desquelles le noyau serait absolument instable et devrait éclater puisqu'il n'existe dans le cas général aucun lien univoque entre Z et A. Ce lien n'existe que dans le cas des noyaux qui ne sont pas sujets à la désintégration β; la relation entre les valeurs de Z et A est alors donnée par la formule (64.8a). On peut alors éliminer Z de la formule (93.3) et obtenir une équation irrationnelle pour A. En résolvant cette équation on trouve la valeur critique du nombre de masse $A_{cr} \approx 385$ et ensuite la valeur critique du nombre de charge $Z_{cr} \approx 138$.

7. Les considérations qualitatives suivantes nous aideront à nous faire une idée de l'influence qu'exercent les déformations finies du noyau sur le processus de fission. Divisons par la pensée un noyau stable initial en deux parties, deux fragments de nombres de charge Z_1 et Z_2. Si l'on éloigne ces fragments à une distance r l'un de l'autre, l'énergie de répulsion coulombienne s'exerçant entre eux sera égale à $Z_1Z_2e^2/r$. Ces fragments posséderont en outre une énergie cinétique de $\sim$ 200 MeV. Cette énergie cinétique apparaît aux dépens de l'énergie potentielle que possédait le noyau à l'état initial; il en résulte que cette dernière est égale à $\sim$ 200 MeV, donc égale à l'énergie devenue disponible lors de la fission. Or, par hypothèse, le noyau initial est stable. Il s'ensuit que la courbe de l'énergie potentielle $V = V(r)$ doit comporter un maximum, i.e. une barrière de potentiel qui doit être surmontée pour que la fission puisse se produire (fig. 160). Au lieu d'un seul maximum il peut y en avoir deux (courbe à deux bosses), surtout dans le cas de noyaux atomiques non sphériques. Mais on peut omettre cette éventualité lorsqu'il ne s'agit que de mettre en évidence les principes du processus de fission. Dans le cas de noyaux absolument instables pour lesquels $Z^2/A > 50$ la courbe $V = V(r)$ ne comporte aucun maximum. Si de tels noyaux apparaissaient, ils se désintégreraient instantanément en l'espace d'un temps nucléaire $\sim 10^{-23}$ à 10^{-24} s.

Dans le cas des noyaux stables la différence entre la valeur maximale de l'énergie potentielle $V(r)$ et sa valeur correspondant à $r = 0$ est appelée *énergie d'activation*. Selon les conceptions classiques, pour assurer la fission d'un noyau on devrait lui communiquer une énergie au moins égale à l'énergie d'activation. Cette énergie est fournie par les neutrons incidents dont l'absorption conduit à la formation de noyaux composés excités satisfaisant à la condition citée. Selon ces conceptions, si l'énergie d'excitation est inférieure à l'énergie d'activation, la fission est impossible. L'expérience a montré cependant que les noyaux ^{235}U subissent la fission après capture de n'importe quels neutrons, y compris les neutrons lents (thermiques). Mais pour assurer la fission des noyaux ^{238}U ayant capturé un neutron il faut utiliser des neutrons rapides possédant une énergie égale ou supérieure à ~ 1 MeV.

8. Cette différence de comportement des noyaux ^{235}U et ^{238}U est déterminée en premier lieu par l'effet d'appariement des nucléons (cf. § 64). Dans le noyau impair ^{235}U le nucléon célibataire est lié plus faiblement que ne le sont les nucléons appariés. Posons qu'un noyau ^{235}U absorbe un neutron libre et se transforme en un noyau composé pair-pair ^{236}U. A la suite de la capture d'un neutron libre le noyau composé apparaît dans un état excité. L'excitation s'accroît encore du fait que le neutron célibataire dispose maintenant d'un partenaire et du fait de cet appariement se trouve plus fortement lié au noyau. Mais lorsqu'un neutron libre est capturé par un noyau ^{238}U, il se forme un noyau composé pair-impair ^{239}U dans lequel le neutron capturé, étant célibataire, est lié plus lâchement que les autres nucléons. En conséquence, l'excitation du noyau ^{238}U résultant de la capture d'un neutron est moins importante que dans le cas du noyau ^{235}U et pour assurer sa fission il faut lui fournir une énergie d'excitation supplémentaire. Le fait que le paramètre Z^2/A est plus grand pour les noyaux ^{236}U (35.86) que pour les noyaux ^{239}U (35.41) exerce probablement son influence sur leur aptitude à la fission.

Ces considérations s'appliquent à tous les autres noyaux pair-impair, notamment aux noyaux ^{239}Pu et ^{233}U qui subissent la fission par les neutrons lents tandis que leurs isotopes pair-pair ne le sont que sous l'action des neutrons rapides. Cette circonstance joue un rôle décisif en énergétique nucléaire (cf. § 95).

9. Du point de vue de la mécanique quantique il n'est nullement nécessaire que l'énergie d'excitation soit supérieure à l'énergie d'activation du noyau. Le noyau peut éclater même si l'énergie d'excitation est plus petite que l'énergie d'activation. Dans ce dernier cas la fission s'effectue par *effet tunnel* à travers la barrière de potentiel, comme cela se produit dans le cas de la désintégration α. Mais la probabilité de ce processus est faible et d'autant plus faible que la barrière de potentiel est élevée. On peut observer parfois la *fission*

spontanée de quelques noyaux qui a lieu en l'absence de toute excitation extérieure.

La fission spontanée a été observée pour la première fois, en 1940, par Petrjak et G. H. Flerov au cours d'expériences avec une chambre d'ionisation à plusieurs intervalles dont les plaques avaient une superficie de 1000 cm^2 et étaient recouvertes d'uranium. En approchant de la chambre une source de neutrons on observait sur l'écran de l'oscillographe d'importantes impulsions d'ionisation déterminées par la fission provoquée des noyaux d'uranium. Ces expériences préliminaires ont permis d'étudier l'allure des impulsions d'ionisation dues à la fission des noyaux d'uranium. Lorsqu'on éloignait la source de neutrons, il subsistait des impulsions dont l'existence témoignait de la fission spontanée des noyaux. Au cours des premières expériences, Petrjak et Flerov observaient en moyenne près de 6 impulsions par heure. Les expériences décisives ont été effectuées dans une station de métro de Moscou, à 50 m de profondeur, pour éliminer le fond créé par les rayons cosmiques. Dans un gramme d'uranium 25 noyaux seulement subissent une fission spontanée en l'espace d'une heure. Partant de ce résultat on calcule aisément que la période de désintégration spontanée de l'uranium est de l'ordre de 10^{16} ans. La figure 161 représente la variation de la période T des fissions spontanées des noyaux lourds en fonction du paramètre Z^2/A. Les cercles clairs correspondent aux résultats expérimentaux tandis que la courbe en trait continu représente les résultats des calculs fondés sur le modèle de la goutte liquide.

10. On a indiqué plus haut que généralement le noyau éclate en deux fragments. Le rapport des masses de ces fragments peut varier dans d'assez larges limites. Lorsque la fission est provoquée par des neutrons thermiques, on n'observe que rarement des fragments de masses égales ou comparables, quoique nous ayons fondé toutes nos estimations sur l'hypothèse de fragments de masses égales vu que cela n'était pas essentiel lorsqu'il s'agissait d'obtenir des estimations numériques. En réalité, la fission la plus probable est celle qui produit des fragments dont l'un est près de 1,5 fois plus lourd que l'autre. On a indiqué sur la figure 162 le pourcentage des fragments de différents nombres de masse pour ^{235}U. On estime que la fission asymétrique résulte de l'influence des couches de neutrons, qui se manifeste en ce qu'il est énergétiquement avantageux que la fission donne des fragments contenant un nombre de neutrons proche de l'un des nombres magiques 50 ou 82.

11. Le processus de fission des noyaux s'accompagne de l'émission de *neutrons secondaires*. Des considérations simples permettent d'en prouver la nécessité. Dans un noyau le rapport du nombre N de neutrons au nombre Z de protons est en général d'autant plus grand que le noyau est lourd. Pour les noyaux qui sont stables par rapport à la désintégration β, cette conclusion est illustrée par la

figure 120 et elle ressort de la formule (64.8a) si on la récrit sous la forme

$$\frac{N}{Z} = 0,97 + 0,0150A^{2/3}.$$

Supposons maintenant qu'un noyau lourd a éclaté en deux fragments. Si lors de la fission le nombre total de neutrons contenus dans le sys-

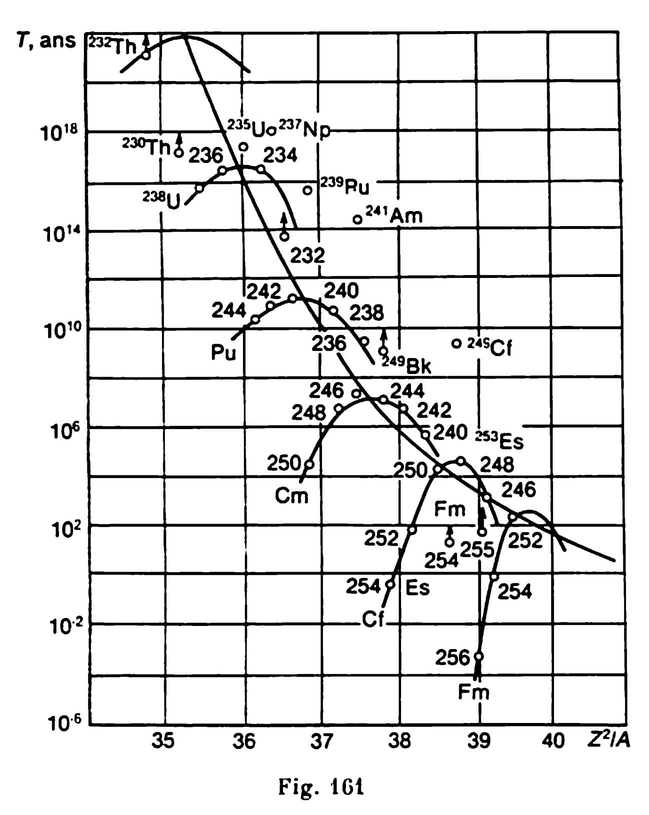


Fig. 161

tème ne variait pas, le rapport N/Z dans les deux fragments serait soit égal à la valeur de ce rapport dans le noyau initial lourd soit différent dans les deux fragments. L'un des fragments posséderait donc un excès de neutrons et devrait chercher à s'en débarrasser.

On peut expliquer l'émission de neutrons secondaires en s'appuyant sur le modèle de la goutte liquide. Dans le rétrécissement central du noyau en forme d'haltère, représenté en la position 3 de la figure 159, il n'y a presque pas de protons, puisque par suite de la répulsion coulombienne ils s'accumulent surtout dans les parties sphériques du noyau. Lorsque le rétrécissement se rompt à la fission, il

ne peut émettre que des neutrons et ce pendant l'intervalle de temps caractéristique des processus nucléaires (10^{-22} à 10^{-23} s), i.e. instantanément. Ces neutrons secondaires sont appelés parfois *neutrons instantanés.*

Lors de la fission des noyaux on voit apparaître à côté des neutrons instantanés d'autres neutrons secondaires dits *retardés.*

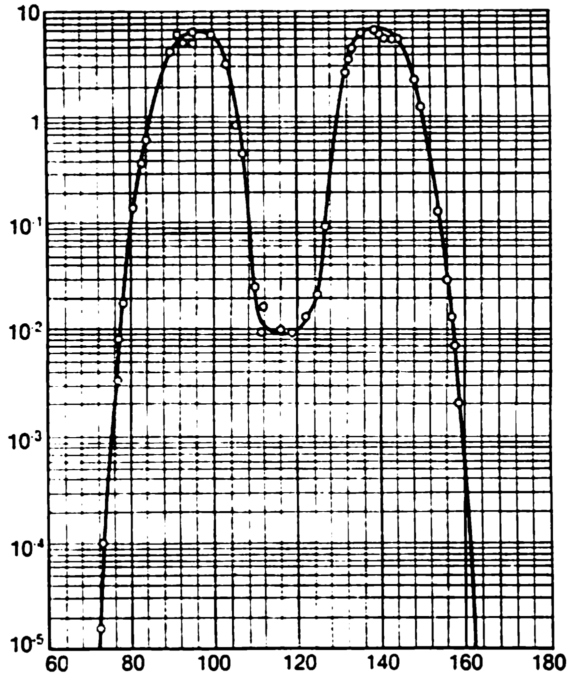


Fig. 162

Les fragments de fission sont radioactifs. Lors de leur désintégration β peuvent apparaître des noyaux fortement excités contenant un excès de neutrons. La désexcitation de ces noyaux s'effectue par deux processus : par émission de neutrons et par émission γ. Ces deux processus sont pratiquement instantanés. Le premier donne naissance aux neutrons retardés. Leur émission survient avec un certain retard par rapport à l'instant de la fission et de l'émission des neutrons instantanés. Ce retard correspond à l'intervalle de temps séparant l'instant de la fission du noyau père et l'instant de l'apparition du noyau fortement excité qui se forme par la désintégration β^- de l'un des fragments primaires.

Les schémas représentés sur les figures 163 et 164 illustrent l'émission des neutrons retardés. La figure 163 représente le noyau ^{87}Br

qui est l'un des fragments de fission. Ce noyau subit une désintégration β^- avec une période de 55,6 s, ce qui donne naissance aux noyaux ^{87}Kr dont la majeure partie se trouve à l'état non excité et

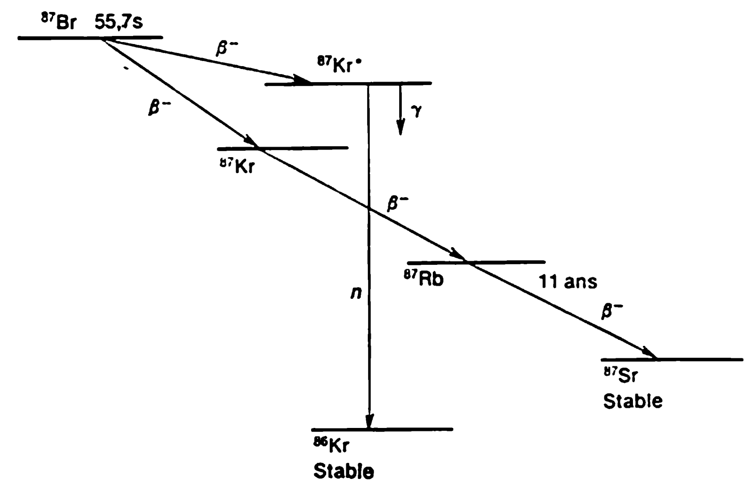


Fig. 163

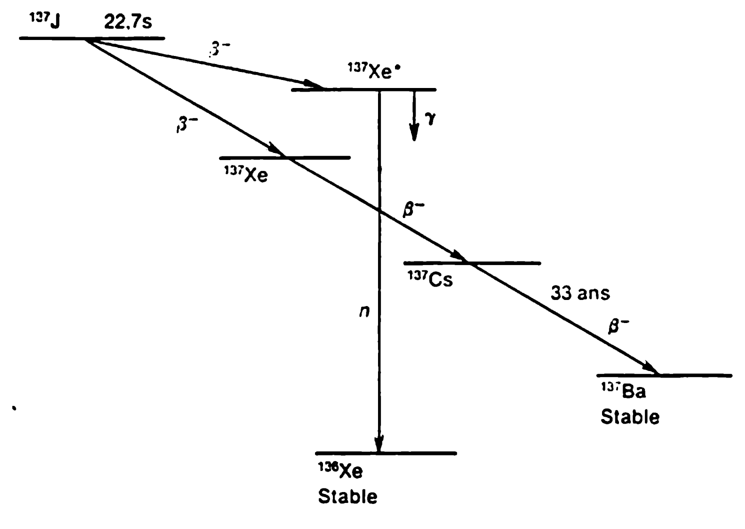


Fig. 164

les autres sont fortement excités ^{87}Kr*. Le noyau non excité se transforme après deux désintégrations successives β^- en noyau stable ^{87}Sr. Le noyau fortement excité ^{87}Kr* se désexcite presque instanta-

nément vers l'état non excité ^{87}Kr (par émission de photons γ) ou vers l'état stable ^{87}Kr (par émission du neutron). C'est ce dernier processus qui donne naissance aux neutrons retardés. La figure 164 représente un schéma analogue.

Les neutrons retardés peuvent former plusieurs groupes se distinguant les uns des autres par la durée du retard et par l'énergie. Dans le tableau 17 on a indiqué les caractéristiques des neutrons retardés apparaissant lors de la fission des noyaux d'uranium-235.

Tableau 17

Neutrons retardés

Période radioactive, s	Rendement, % (par rapport au nombre total de neutrons secondaires)	Energie cinétique des neutrons retardés, MeV
55,7	0,021	0,25
22,7	0,140	0,56
6,2	0,125	0,43
2,3	0,253	0,62
0,6	0,074	0,42
0,2	0,027	—
Moyennes 8,97	0,64	0,508

Plus de 99 % de tous les neutrons émis lors de la fission sont émis instantanément. Les neutrons retardés représentent 0,75 % environ du nombre total. Néanmoins les neutrons retardés jouent un rôle important en énergétique nucléaire, car ils exercent un effet stabilisateur dans les réactions nucléaires de fission utilisées dans les réacteurs (cf. § 95, 5).

12. Pour conclure ce paragraphe, indiquons de façon plus précise la répartition de l'énergie de fission entre les différentes voies de fission de ^{235}U, provoquées par les neutrons thermiques.

Energie cinétique des fragments	166,2 ± 1,3 MeV
Energie des neutrons de fission	4,8 ± 0,1 MeV
Energie des rayons γ instantanés	8,0 ± 0,8 MeV
Energie des rayons β émis par les produits de fission	7,0 ± 0,3 MeV
Energie des rayons γ émis par les produits de fission	7,2 ± 1,1 MeV
Energie des antineutrinos émis par les produits de fission	9,6 ± 0,5 MeV
Total	202,8 ± 0,4 MeV

§ 94. Les éléments transuraniens

Pour pouvoir expliquer les raisons pour lesquelles le système périodique des éléments chimiques existant à l'état naturel prend fin avec l'uranium $_{92}$U, il faut élucider l'origine des éléments chimiques

et de leurs transformations radioactives ultérieures. On peut considérer comme bien établi que tous les éléments chimiques du Système solaire ont été formés il y a plus de cinq milliards d'années à la suite de la contraction gravitationnelle d'énormes masses d'hydrogène interstellaire, qui s'accompagna d'une importante élévation de la température. C'est la très haute température qui détermina la nucléosynthèse de noyaux de structure compliquée à partir des noyaux d'hydrogène simples. Ce processus détermina la formation de nombreux isotopes des éléments chimiques de numéros atomiques supérieurs à 92. Mais comme leurs périodes de désintégration étaient inférieures à l'âge de la Terre ($\sim$ 4,5 milliards d'années), ces isotopes se sont entièrement désintégrés et n'existent plus sur Terre (voir ci-après sous-paragraphe 10). De tous les éléments lourds ne subsiste que l'uranium dont la période ($4,5 \cdot 10^9$ ans pour ^{238}U) est comparable à l'âge de la Terre.

2. Il semblerait que les frontières réelles du système périodique au-delà desquelles l'existence d'éléments plus lourds deviendrait impossible devraient être imposées par le manque de stabilité du cortège électronique de l'atome. Cela tient à ce que l'électron le plus proche du noyau ne peut se rapprocher du centre du noyau à une distance inférieure au rayon de ce dernier, car l'électron serait aussitôt absorbé par le noyau, ce qui diminuerait d'une unité le numéro atomique de l'élément. Selon la théorie de Bohr, la distance séparant l'électron atomique le plus profond du centre du noyau de nombre de charge Z est égale à r_B/Z, r_B étant le rayon de Bohr. Le rayon du noyau est donné par la formule (65.1). Il s'ensuit que l'atome ne peut exister que si $r_B/Z \geqslant r_0 A^{1/3}$, ou encore que si

$$ZA^{1/3} \leqslant r_B/r_0 \approx 38\,000. \qquad (94.1)$$

En éliminant Z à l'aide de la relation (64.8a) on trouve

$$\frac{A^{4/3}}{1{,}97+0{,}015A^{2/3}} \leqslant 38\,000. \qquad (94.1a)$$

La résolution de cette inégalité se ramène à celle d'une équation de second degré en $A^{2/3}$. On trouve alors $A \leqslant 17\,700$, d'où $Z \leqslant$ $\leqslant 1460$. L'existence d'atomes de numéro atomique $Z \leqslant 1460$ doit être exclue.

Cette estimation surévalue la limite supérieure de Z. Elle se fonde sur la proposition parfaitement correcte selon laquelle il ne peut exister d'atome si l'électron le plus proche du noyau occupe un niveau d'où il peut être instantanément capté par le noyau, ce qui réduit d'une unité le nombre de charge Z (qui est égal, rappelons-le, au numéro atomique de l'élément). Or la probabilité de la capture électronique (par effet tunnel) est grande (non seulement à une distance égale au rayon du noyau, mais à des distances notablement plus grandes). De ce fait l'instabilité du cortège électronique de l'ato-

me doit se manifester pour des valeurs de Z beaucoup plus petites que celle qui a été trouvée plus haut. Une étude plus poussée montre que l'instabilité doit commencer à se manifester pour $Z \sim 180$ à 200. Or le système périodique des éléments s'arrête beaucoup plus tôt. Sa limite supérieure est déterminée non pas par l'instabilité du cortège électronique, mais par celle du noyau.

3. Les éléments ayant un numéro atomique supérieur à 92 sont appelés *éléments transuraniens*. On les obtient artificiellement à l'aide de différentes réactions nucléaires en envoyant sur un élément lourd un faisceau de particules. On utilise surtout les neutrons car, ne portant pas de charge électrique, ils n'ont pas à surmonter la barrière de potentiel coulombienne. Les particules chargées sont également des projectiles efficaces pour la production d'éléments transuraniens à condition, bien sûr, qu'ils possèdent une énergie suffisante.

Lorsqu'on envoie un faisceau de neutrons sur une cible en ^{238}U, on obtient des noyaux composés ^{239}U. Possédant un excès de neutrons, ces noyaux se transforment en l'élément transuranien avec $Z = 93$ en subissant une désintégration β^-. Cet élément fut appelé *neptunium* (Np) parce que dans le système solaire, à la planète Uranus fait suite la planète Neptune. En subissant une nouvelle désintégration β^-, le neptunium se transforme en l'élément avec $Z = 94$ appelé *plutonium* (Pu) qui est le transuranien artificiel le plus important.

Fermi avait compris le principe de fabrication des éléments transuraniens avec $Z = 93$ et $Z = 94$ lorsqu'il commença, en 1934, à bombarder une cible en uranium avec des neutrons. A l'époque, Fermi ne réussit pas à observer la formation du neptunium et du plutonium en raison de leurs grandes périodes (2,3 jours pour $^{239}_{93}Np$ et $2{,}4 \cdot 10^4$ ans pour $^{239}_{94}Pu$) et de la faiblesse de la source de neutrons dont il disposait. Dans ses expériences, Fermi observa en réalité les émissions des isotopes radioactifs résultant de la *fission des noyaux d'uranium* et non pas l'émission radioactive des transuraniens (cf. § 93). Ce n'est qu'après que furent construits les réacteurs nucléaires produisant de puissants flux de neutrons (jusqu'à 10^{15} neutrons par cm^2 et par s) qu'on put entreprendre la fabrication industrielle de Np et Pu. La chaîne de production s'écrit comme suit:

$$^1_0n + ^{238}_{92}U \rightarrow ^{239}_{92}U \xrightarrow{\beta^-} ^{239}_{93}Np \xrightarrow{\beta^-} ^{239}_{94}Pu. \tag{94.2}$$

Ce n'est pas le seul procédé connu de production du neptunium et du plutonium. Par exemple, l'isotope $^{238}_{93}Np$ a été obtenu en irradiant l'uranium $^{238}_{92}U$ par des deutérons de 16 MeV:

$$^2_1d + ^{238}_{92}U \rightarrow ^{238}_{93}Np + 2n. \tag{94.3}$$

On connaît aujourd'hui 12 isotopes de neptunium ayant des nombres de masse échelonnés de 230 jusqu'à 241. L'isotope $^{239}_{93}Np$ est un mé-

tal lourd ($\bar{\rho}$ = 19,5 g/cm³) d'aspect argenté, s'oxydant lentement à l'air et possédant une température de fusion de 640 °C.

On connaît 15 isotopes de plutonium ayant des nombres de masse compris entre 232 et 246. L'élément plutonium est un métal brillant ayant une coloration bleuâtre. Selon les variétés sa densité varie de 15,9 à 19,8 g/cm³. La température de fusion du plutonium est égale à 640 °C. Il possède un coefficient de dilatation linéaire négatif.

4. En irradiant le plutonium avec des neutrons, on obtient l'élément avec $Z = 95$. Il a été obtenu aux U.S.A. et a reçu le nom d'*américium* (Am). Sa préparation dans les réacteurs s'effectue selon le schéma:

$$ {}^{1}_{0}n + {}^{239}_{94}Pu \rightarrow {}^{240}_{94}Pu; $$

$$ {}^{240}_{94}Pu + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{241}_{94}Pu \xrightarrow{\beta^-} {}^{241}_{95}Am. $$

L'américium ${}^{240}_{95}Am$ est un métal argenté ayant une masse volumique de 11,7 g/cm³.

L'irradiation de l'américium ${}^{241}_{94}Am$ par des neutrons, suivie d'une désintégration β^- du noyau composé, conduit à la formation de l'élément transuranien avec $Z = 96$ selon le schéma :

$$ {}^{1}_{0}n + {}^{241}_{95}Am \rightarrow {}^{242}_{95}Am \xrightarrow{\beta^-} {}^{242}_{96}Cm. \qquad (94.4) $$

Cet élément est appelé *curium* en l'honneur de Marie et de Pierre Curie. C'est un métal argenté ayant une masse volumique de 7 g/cm³. Les atomes de cet élément se désintègrent avec émission de particules α. Sa période est égale à 160 jours. Son activité est tellement grande (10^{13} particules α par minute et par mg) qu'elle provoque l'échauffement, l'effervescence et même la décomposition de l'eau contenant en solution des sels de curium ; ces solutions émettent une lueur visible dans l'obscurité.

Sans entrer dans les détails, indiquons que les 97ᵉ et 98ᵉ éléments peuvent être obtenus en soumettant le plutonium ${}^{239}_{94}Pu$ à une irradiation par les neutrons de longue durée dans un réacteur nucléaire. Ces éléments sont dénommés, l'un *berkélium* (Bk), l'autre *californium* (Cf), d'après le nom de la ville de Berkeley et de l'Université de Californie de cette ville où furent obtenus ces éléments. Il existe plusieurs procédés de préparation du berkélium, du californium, de l'américium et du curium, mais on ne peut les fabriquer en quantités notables qu'au réacteur. Actuellement on connaît 11 isotopes d'américium ayant des nombres de masse compris entre 237 et 247, 13 isotopes de curium ($238 \leqslant A \leqslant 252$), 9 isotopes de berkélium ($243 \leqslant A \leqslant 251$) et 16 isotopes de californium ($240 \leqslant A \leqslant 255$).

5. Le procédé de fabrication au réacteur, qui est le seul qui permette de produire de grandes quantités d'éléments transuraniens,

n'est pas universel. Il s'avéra que les transuraniens venant à la suite du californium ($Z = 98$) ne se forment pas obstinément à proximité des réacteurs. La raison en est qu'une partie seulement des noyaux d'un isotope ayant absorbé un neutron subissent une transition β^-. La majorité des noyaux se désintègrent par fission ou par une voie différente, n'aboutissant pas à la formation d'un nouvel élément de plus grand numéro atomique. L'intensité de ces processus augmente à mesure que le noyau s'alourdit et finalement ils se substituent à la transition β^-. On pourrait penser qu'il s'agit de difficultés de caractère technique qu'on pourrait surmonter en augmentant la puissance du réacteur; mais à côté des difficultés techniques il y a des difficultés de principe qui consistent en ce qu'à la suite d'une longue chaîne de transformations radioactives on retrouve l'élément initial qui a été soumis à l'irradiation par les neutrons. La désintégration α de l'un des noyaux peut conduire à ce résultat, comme le montre la chaîne suivante:

$$^{239}_{94}Pu + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{240}_{94}Pu;$$

$$^{240}_{94}Pu + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{241}_{94}Pu \xrightarrow{\beta^-} ^{241}_{95}Am;$$

$$^{241}_{95}Am + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{242}_{95}Am \xrightarrow{\beta^-} ^{242}_{96}Cm \xrightarrow{\alpha} ^{238}_{94}Pu;$$

$$^{238}_{94}Pu + ^{1}_{0}n \rightarrow ^{239}_{94}Pu.$$

Le procédé de fabrication au réacteur cesse de fonctionner si l'une des étapes de la chaîne vient à manquer, par exemple si la durée de vie du noyau formé est extrêmement courte ou si le noyau se désintègre suivant une voie désavantageuse, la fission spontanée par exemple.

6. Les difficultés dont il a été question résultent principalement de ce que, lors du bombardement par les neutrons générés dans un réacteur, le noyau cible n'absorbe qu'un seul ou un petit nombre de neutrons. Si l'on intensifie de plusieurs fois le flux des neutrons incidents. certains noyaux pourraient absorber simultanément plusieurs neutrons, ce qui leur permettrait de « contourner » la zone « interdite » du procédé. Dans ces conditions de nouveaux éléments transuraniens ou de nouveaux isotopes d'éléments connus pourraient se former. En effet, en 1952, les U.S.A. ont procédé à l'essai d'une bombe à hydrogène dans laquelle un mélange de deutérium et de tritium est porté en un temps très court à une température de l'ordre de cent millions de degrés, ce qui permet de réaliser des réactions thermonucléaires de fusion. Pendant cet infime intervalle de temps l'enveloppe en uranium de la bombe est traversée par un flux de neutrons dont l'intensité est de plusieurs ordres de grandeur supérieure à celle du flux qui peut être engendré dans un réacteur au cours du même intervalle de temps. Dans les retombées radioactives résultant de l'explosion de cette bombe, on a décelé des isotopes inconnus du pluto-

nium ^{244}Pu et ^{246}Pu. Ces isotopes se sont formés lorsque les noyaux ^{238}U captèrent d'un seul coup 6 à 8 neutrons, puis subirent une désintégration β^-:

$$^{238}_{92}U + 6\,^{1}_{0}n \to \,^{244}_{92}U \xrightarrow{\beta^-} \,^{244}_{93}Np \xrightarrow{\beta^-} \,^{244}_{94}Pu, \tag{94.5}$$

$$^{238}_{92}U + 8\,^{1}_{0}n \to \,^{246}_{92}U \xrightarrow{\beta^-} \,^{246}_{93}Np \xrightarrow{\beta^-} \,^{246}_{94}Pu. \tag{94.6}$$

Les chercheurs américains demandèrent qu'on leur livre d'urgence près d'une tonne de coraux de l'atoll de Bikini où explosa la bombe H. A la suite d'un travail méticuleux on réussit à séparer les quantités infimes des 99e et 100e éléments qui furent dénommés, l'un *einsteinium* ($^{259}_{99}$Es), et l'autre *fermium* ($^{255}_{100}$Fm) en l'honneur d'Einstein et de Fermi. Ces éléments transuraniens se sont formés à la suite des processus suivants. Pendant l'explosion de la bombe H certains noyaux d'uranium captent simultanément 15 ou 17 neutrons. Une succession de transitions β^- conduit à la formation des nouveaux transuraniens:

$$^{238}_{92}U + 15\,^{1}_{0}n \to \,^{253}_{92}U \xrightarrow{\beta^-} \,^{253}_{93}Np \xrightarrow{\beta^-} \dots \xrightarrow{\beta^-} \,^{253}_{99}Es, \tag{94.7}$$

$$^{238}_{92}U + 17\,^{1}_{0}n \to \,^{255}_{92}U \xrightarrow{\beta^-} \,^{255}_{93}Np \xrightarrow{\beta^-} \dots \xrightarrow{\beta^-} \,^{255}_{100}Fm. \tag{94.8}$$

On connaît actuellement 14 isotopes d'einsteinium ayant des nombres de masse compris entre 243 et 256 et 16 isotopes de fermium ayant des nombres de masse compris entre 242 et 258. Ces éléments ont des périodes de désintégration par fission spontanée et par émission de particules α encore plus courtes que celles des éléments qui les précèdent. Avec une période de désintégration α de 480 jours, c'est l'isotope $^{254}_{99}$Es qui a la vie la plus longue parmi tous les isotopes d'einsteinium, tandis que l'isotope de fermium $^{257}_{100}$Fm a une période de 80 jours, qui est la plus longue pour les isotopes de cet élément. La période de désintégration par fission spontanée de l'isotope $^{256}_{100}$Fm n'est que de $\sim$ 160 mn.

On espérait que les transuraniens de numéros supérieurs pourraient être obtenus de la même façon que Es et Fm à condition d'intensifier le flux de neutrons. Mais ces espoirs furent déçus. Dans les années 60, on effectua aux U.S.A. une série d'explosions nucléaires souterraines. Dans l'explosion la plus puissante, le flux de neutrons avait une intensité près de 10 fois plus grande que lors de l'explosion de Bikini, mais on ne décela aucun nouvel élément transuranien faisant suite au fermium. La raison de cet échec tient à la fission spontanée des noyaux. Dans la chaîne des transformations nucléaires apparaît un noyau qui subit instantanément une fission spontanée et bloque la chaîne.

Aucune des méthodes décrites n'a permis d'obtenir des noyaux avec $Z > 100$. La raison en est l'intensité insuffisante des flux de neutrons, la faible probabilité de capture simultanée d'un grand

nombre de neutrons et surtout la désintégration radioactive des noyaux avec $Z = 100$.

7. Pour obtenir des éléments transuraniens avec $Z > 100$ il a fallu revenir à une méthode que l'on utilisait avant la découverte du neutron. Dans cette méthode les noyaux atomiques d'un élément chimique étaient bombardés par les noyaux atomiques d'un autre élément, ce qui donnait lieu à la collision de deux noyaux atomiques et à la formation d'un nouveau noyau. Ce dernier pouvait être un noyau composé qui, après désintégration radioactive, donnerait naissance à d'autres noyaux atomiques. La cible était constituée par de l'uranium ou par l'un des transuraniens, et en qualité de noyaux projectiles on utilisait des noyaux légers, les particules α par exemple.

Le défaut de la méthode est que les deux noyaux entrant en collision portent des charges positives et se repoussent donc mutuellement, ce qu'on exprime en disant qu'il existe entre les noyaux une *barrière de potentiel coulombienne*. Pour que la particule projectile puisse pénétrer dans le noyau cible et provoquer une réaction nucléaire, il faut surmonter la barrière de potentiel. Plus l'énergie de la particule incidente est grande, moins cette barrière est gênante.

L'énergie des particules α naturelles émises par les éléments radioactifs n'excède pas ~ 8 MeV. Ces particules ne parviennent à franchir la barrière de potentiel que par effet tunnel qui est un processus quantique dont la probabilité est faible. C'est pour cela qu'on utilise des particules α artificielles, i.e. des ions hélium ^4_2He ou des ions d'autres éléments ayant subi une accélération préalable.

Dans les années 1940-1950, les physiciens ne disposaient que d'accélérateurs de faible puissance qui ne pouvaient accélérer jusqu'à des énergies modérées que les noyaux d'hydrogène les plus simples — les protons ^1_1H, les deutérons ^2_1H et les noyaux d'hélium ^4_2He (particules α). Pour réaliser la nucléosynthèse d'un nouvel élément transuranien on commençait par fabriquer dans un réacteur les noyaux de l'élément le plus lourd connu pour en faire une cible que l'on soumettait ensuite au bombardement par des protons, des deutérons ou des particules α. On obtenait ainsi un élément ayant un numéro atomique d'une ou de deux unités plus grand que le numéro atomique du noyau cible.

A titre d'exemple, citons les réactions nucléaires

$$^2_1H + {}^{238}_{92}U \rightarrow 2\,^1_0n + {}^{238}_{93}Np \xrightarrow[2,1\ \text{jours}]{\beta^-} {}^{238}_{94}Pu,$$

$$^4_2He + {}^{239}_{94}Pu \rightarrow {}^{242}_{96}Cm + {}^1_0n,$$

$$^4_2He + {}^{241}_{95}Am \rightarrow {}^{243}_{97}Bk + 2\,^1_0n,$$

$$^4_2He + {}^{242}_{96}Cm \rightarrow {}^{245}_{98}Cf + {}^1_0n,$$

à l'aide desquelles on réalisa pour la première fois la nucléosynthèse d'isotopes des éléments 94, 96, 97, 98. Ces isotopes ont été obtenus

aux U. S. A. respectivement en 1940, 1944, 1949 et 1950. Notons qu'on a obtenu d'abord le curium, puis l'américium. Plus tard on prépara des isotopes de ces mêmes éléments par d'autres procédés, notamment en irradiant les noyaux des transuraniens et d'uranium avec des neutrons. On pourrait qualifier la technique expérimentale utilisant en qualité de projectile des particules chargées légères « d'artillerie légère ».

Le dernier élément qu'on a réussi à synthétiser à l'aide de cette technique fut le 101[er] élément, dénommé *mendélévium*, en l'honneur du grand chimiste russe D. Mendéléev. Cet élément fut obtenu pour la première fois en 1955 à Berkeley (U.S.A.) à l'aide de la réaction

$$^{4}_{2}He + ^{253}_{99}Es \rightarrow ^{256}_{101}Md + ^{1}_{0}n. \qquad (94.9)$$

La cible était constituée par une couche extrêmement mince d'atomes de l'isotope d'einsteinium-253 (près d'un milliard d'atomes seulement) déposée sur une feuille d'or d'une épaisseur d'une dizaine de microns. Cette cible a été soumise à l'irradiation par des particules α accélérées jusqu'à 41 MeV dans l'accélérateur de Berkeley (U.S.A.). Lorsqu'une particule α pénétrait dans le noyau d'einsteinium, elle augmentait de deux unités la charge de ce dernier, ce qui le transformait en noyau du 101[er] élément avec éjection d'un neutron. Les particules qui s'échappaient de la cible étaient collectées par une seconde feuille d'or disposée derrière la cible. Sur cette seconde feuille les chimistes ne réussirent à collecter que 17 atomes de l'élément 101 et néanmoins ils arrivèrent à déterminer certaines propriétés radioactives et chimiques de cet élément.

8. Tous les éléments transuraniens du 93[e] au 101[er] ont été obtenus aux U.S.A. par des groupes de chercheurs travaillant sous la direction de G. Seaborg (né en 1912) et A. Ghiorso (né en 1915). Pour procéder à la nucléosynthèse des transuraniens de grands numéros atomiques, il a fallu passer de « l'artillerie légère » à « l'artillerie de calibre moyen ». On utilisa en qualité de projectiles des ions accélérés de carbone $_6C$, d'azote $_7N$, d'oxygène $_8O$, de néon $_{10}Ne$, d'argon $_{18}Ar$. Il importe que les ions portent plusieurs charges car, toutes choses égales ailleurs, l'énergie acquise par l'ion dans un accélérateur cyclique est proportionnelle au carré de la charge de l'ion. Vers 1965, seuls les physiciens de Doubna (U.R.S.S.) et de Berkeley (U.S.A.) disposaient d'accélérateurs capables d'accélérer les ions argon.

Par la suite on utilisa pour le bombardement des cibles des ions lourds, tels que $_{26}Fe$, $_{27}Co$, $_{28}Ni$, $_{29}Cu$, $_{30}Zn$, $_{32}Ge$, $_{36}Kr$, $_{54}Xe$, etc., jusqu'à $_{92}U$. On commença donc à utiliser « l'artillerie lourde ». Mais plus la charge de l'ion est grande, plus son énergie cinétique doit être grande puisqu'elle doit être supérieure à la hauteur de la barrière coulombienne existant entre le noyau cible et le noyau projectile. Or la hauteur de la barrière de potentiel est proportionnelle aux charges des ions entrant en collision. Par exemple, la hau-

teur de la barrière coulombienne du zinc ($Z = 30$) est 15 fois plus élevée que celle d'une particule α ($Z = 2$). C'est pour cela qu'il faut disposer d'accélérateurs de grande énergie à ions lourds.

Aux U.S.A. pour obtenir de nouveaux transuraniens on accéléra les ions dans des accélérateurs linéaires de différents types, y compris des accélérateurs tandem dont le principe de fonctionnement est le même que celui des générateurs tandem de Van de Graaff (cf. § 84, 2). A Darmstadt (R.F.A.) et dans différents autres laboratoires du monde, on utilise aussi des accélérateurs linéaires. A Doubna (U.R.S.S.) dans le laboratoire des réactions nucléaires dirigé par G. Flerov, on utilisa des cyclotrons aussi bien pour la synthèse de nouveaux transuraniens que pour l'étude de leurs propriétés. Etant donné que les chercheurs de Doubna ont enregistré des succès incontestés dans ce domaine, nous donnerons une description sommaire des cyclotrons qu'ils utilisent. On n'abordera ici ni la question de la séparation de l'isotope de l'élément transuranien d'avec le mélange ou d'avec le composé qu'il a formé avec d'autres éléments, ni la description des méthodes de détermination de la charge et du nombre de masse du noyau transuranien, malgré tout l'intérêt de ces problèmes.

9. En 1961, on a construit à Doubna un nouveau cyclotron U-300 pour l'accélération des ions lourds. A l'époque c'était le cyclotron le plus puissant du monde et spécialement conçu pour la nucléosynthèse de nouveaux éléments transuraniens. (Dans le sigle U-300, 300 signifie que le diamètre des pièces polaires de l'électroaimant est égal à 300 cm, plus exactement 310 cm ; de même les sigles U-200 et U-400 désignent des cyclotrons dont les pièces polaires ont un diamètre égal à 200 cm ou à 400 cm).

L'énergie qu'acquiert un ion accéléré dans un cyclotron est proportionnelle au carré de la charge q de l'ion, au carré r des pièces polaires de l'électroaimant et au carré de l'intensité H du champ magnétique (voir problème 2 à la fin de ce paragraphe). La masse de l'électroaimant du cyclotron U-300 est égale à 2200 t, la puissance du générateur HF alimentant le cyclotron est de 500 kW, la tension appliquée aux électrodes HF (dee) est de 260 kV.

En 1966, Doubna fut doté d'un nouveau cyclotron U-200 qui s'avéra être l'un des meilleurs de cette classe d'accélérateurs (i.e. parmi les accélérateurs ayant le même diamètre des pièces polaires de l'électroaimant). Ce cyclotron possède une très grande intensité du faisceau d'ions légers, ce qui est essentiel dans la nucléosynthèse des transuraniens. Dans les cyclotrons antérieurs l'intensité du champ magnétique était de 14 à 16 kilogauss avec une amplitude de variation spatiale de l'ordre de 4 kilogauss. Dans le cyclotron U-200 on porta l'intensité du champ magnétique jusqu'à 20 kilogauss et l'amplitude de sa variation spatiale à 6 kilogauss, ce qui permit de doubler l'énergie des particules accélérées, conformément à sa dépendance

avec l'intensité du champ magnétique, dont il a été question plus haut. A l'aide du cyclotron U-200 on réalisa pour la première fois la synthèse des isotopes des 106e et 107e éléments; on reviendra sur cette question plus loin.

Depuis la mise en exploitation du cyclotron U-200 on a été en mesure d'accroître encore l'énergie des ions accélérés en associant les synchrotrons U-300 et U-200. On réalisa ainsi un *cyclotron tandem* fonctionnant selon un principe semblable à celui du tandem des générateurs de Van de Graaff (cf. § 84, 2). Dans le cyclotron tandem les ions sont d'abord accélérés dans le U-300 puis passent dans le U-200 en traversant une pellicule de charbon de 0,2 μm d'épaisseur. En traversant cette pellicule l'ion est dépouillé d'une partie du cortège électronique, ce qui accroît sa charge positive. C'est grâce à cet accroissement de la charge positive que l'accélération ultérieure des ions peut être assurée dans un cyclotron de plus petit diamètre. Cette méthode n'est guère utilisée, d'une part parce qu'elle est d'une mise en œuvre délicate, et d'autre part parce que l'intensité des faisceaux d'ions est trop petite à la sortie du cyclotron.

Le cyclotron U-200 a permis de réaliser des expériences de synthèse d'éléments transuraniens, mais cet instrument a été conçu comme le modèle réduit du cyclotron U-400 deux fois plus puissant qui a été mis en service en 1979. Le U-400 a été conçu spécialement pour l'accélération de faisceaux d'ions de masse moyenne depuis le néon ^{20}Ne jusqu'à l'argent ^{108}Ag. Sa construction et son montage ont profité de l'expérience acquise lors de l'exploitation de U-300, U-200 et de ces machines montées en tandem. A l'époque U-400 a été le meilleur cyclotron du monde. Doté d'un électroaimant de même poids et alimenté en courant de même intensité que celui de U-300, l'intensité des faisceaux d'ions accélérés dans le U-400 s'est accrue de plusieurs centaines de fois.

10. Examinons de plus près la question de la préparation des éléments transuraniens faisant suite au 101e élément, le mendélévium. En 1956, à la synthèse de l'élément 102 s'attaquèrent les chercheurs de l'Institut de Physique Nobel de Stockholm, ceux de l'Institut de Californie à Berkeley et ceux de l'Institut de Physique atomique de Moscou.

Moins d'un an après le début des travaux, l'Institut Nobel fit savoir qu'en bombardant dans le cyclotron de Stockholm une cible en curium $^{244}_{96}Cm$ avec des ions carbone $^{13}_{6}C$, on avait réussi à déceler des atomes du 102e élément. Les savants suédois proposèrent de dénommer *nobélium* le 102e élément ($_{102}No$). Or, quelques mois plus tard, les chercheurs de Berkeley firent savoir qu'ayant reproduit exactement les expériences réalisées à Stockholm, ils ne décelèrent pas la radioactivité possédant les caractéristiques décrites par les Suédois. Les chercheurs de Berkeley communiquèrent leurs données concernant les propriétés de l'élément qu'ils considéraient comme

étant l'élément 102, qui furent réfutées par la suite. Ainsi la découverte du 102ᵉ élément restait toujours en suspens.

C'est à Doubna, en 1963, qu'en bombardant une cible en $^{238}_{92}U$ par des ions $^{22}_{10}Ne$ fut synthétisé sûrement l'isotope $^{254}102$ *) de l'élément 102 et fut déterminé l'ordre de grandeur de sa période (la valeur précise de la période est de 55 s). Ce fut la vraie découverte de l'élément 102. Plus tard les données obtenues à Doubna concernant tous les isotopes de l'élément 102 ont été mises en accord avec les données des chercheurs de Berkeley.

En 1961, les chercheurs de Berkeley annoncèrent la synthèse de l'isotope $^{257}103$. L'élément avec $Z = 103$ fut appelé *lawrencium*, en l'honneur de l'inventeur du cyclotron. Or les données concernant l'isotope $^{257}103$ se sont avérées erronées. Plus tard les auteurs de la communication doutèrent que le nombre de masse de l'isotope qu'ils avaient découvert était bien 257 et non pas 258 ou 259. En 1965, on a obtenu à Doubna le vrai isotope $^{256}103$ en bombardant l'américium avec des atomes d'oxygène:

$$^{18}_{8}O + ^{243}_{95}Am \rightarrow ^{256}103 + 5^{1}_{0}n. \qquad (94.10)$$

Les chercheurs de Doubna déterminèrent aussi les caractéristiques de cet isotope. Il est donc permis d'affirmer que l'élément 103 a été obtenu pour la première fois à Doubna.

Les éléments 102 et 103 n'ont pas encore reçu de dénomination officielle. Les savants des pays socialistes travaillant à l'Institut Unifié des recherches nucléaires à Doubna, où furent indubitablement obtenus ces éléments, ont proposé de dénommer *joliotium* (Jl), en l'honneur de Frédéric Joliot-Curie, le 102ᵉ élément, et *rutherfordium* (Rf) le 103ᵉ élément, en l'honneur de Rutherford. Mais ces dénominations ne sont pas encore universellement reconnues et les débats concernant la priorité des découvertes des éléments et de leurs dénominations se poursuivent. C'est pour cela que nous avons conservé leurs dénominations initiales nobélium et lawrencium.

En 1964, à Doubna, dans le cyclotron U-300, on a produit le 104ᵉ élément, plus exactement l'isotope $^{260}104$, qui fut dénommé *kourtchatovium* en l'honneur du physicien soviétique I. Kourtchatov (1903-1960). Cet élément a été obtenu en bombardant une cible en $^{242}_{94}Pu$ avec des ions néon $^{22}_{10}Ne$ ayant une énergie de 115 MeV. La formation de l'isotope de kourtchatovium résulte de la réaction

$$^{22}_{10}Ne + ^{242}_{94}Pu \rightarrow ^{260}_{104}Ku + 4^{1}_{0}n. \qquad (94.11)$$

A l'heure actuelle on connaît huit isotopes de cet élément.

11. Dans tous les procédés qui ont été décrits, l'élément transuranien était le produit du bombardement par des ions chargés des

*) Le symbole $^{254}102$ signifie que le numéro atomique de l'élément est 102 et son nombre de masse est 254. Ce mode d'écriture est utilisé tant que l'élément n'a pas encore reçu de dénomination officielle.

cibles en uranium ou en élément transuranien déjà obtenu. Le dernier élément qui a été obtenu par ce procédé fut l'élément 105, qui fut synthétisé à Doubna en 1970 selon la réaction

$$^{22}_{10}\mathrm{Ne} + ^{243}_{95}\mathrm{Am} \rightarrow ^{261}105 + 4^{1}_{0}\mathrm{n}. \qquad (94.12)$$

Cet élément fut dénommé *nielsbohrium* (Ns) en l'honneur de N. Bohr.

En 1973, Y. Oganessian, travaillant à Doubna, proposa de remplacer les cibles en éléments radioactifs lourds par du plomb, et ce pour les raisons suivantes. Le noyau incident doit être accéléré jusqu'à ce que lui soit communiquée une énergie cinétique énorme, suffisante pour surmonter la barrière de potentiel coulombienne entre le noyau projectile et le noyau cible. Supposons que leur interaction donne d'abord naissance à un noyau composé. Ce dernier se trouve dans un état fortement excité qui se désexcite par la suite.

Du point de vue du modèle de la goutte liquide, la désexcitation se produit comme décrit dans le § 93, 11. Le noyau composé fortement excité commence à vibrer. Si ces vibrations sont d'une intensité suffisante, le noyau prend la forme d'une haltère (cf. fig. 159, position 3). Comme nous l'avons expliqué dans le § 93, 11, les neutrons instantanés commencent à s'évaporer de la tige de l'haltère, ce qui désexcite le noyau composé. A la suite de l'émission d'un neutron, le noyau peut subir une fission ou rester entier. L'évaporation d'un neutron non suivie d'une fission est un processus ayant une probabilité une centaine de fois plus faible qu'une évaporation suivie d'une fission. Cette probabilité diminue de plus de $100^2 = 10\,000$ fois dans le cas de l'évaporation de deux neutrons, et de $10^3 = 1\,000\,000$ de fois lorsque trois neutrons arrivent à s'évaporer.

Il s'ensuit que plus le nombre de neutrons émis par les noyaux composés est grand, plus faible est la probabilité de la formation d'un nouvel élément transuranien.

Considérons d'abord le cas où le noyau cible est peu stable. Lorsque ce dernier forme avec le noyau incident un noyau composé, seule une partie relativement petite de l'énergie du noyau incident contribue à renforcer l'instabilité du noyau composé. La majeure partie de l'énergie du noyau incident contribue à exciter le noyau composé déjà fort instable, ce qui le rend très « chaud ». On aboutit à cet état de choses lorsque la cible est un noyau radioactif lourd. En utilisant comme projectiles les ions de C, O, Ne, et comme cibles des noyaux de Pu, Cm, Cf, on obtient des noyaux possédant une énergie d'excitation de 40 à 60 MeV. Chaque neutron évaporé emporte une énergie de 10 à 12 MeV, de sorte que pour que le noyau composé se désexcite et forme un noyau transuranien plus stable, il faut que plusieurs (~ 5) neutrons s'évaporent. Cette conclusion est corroborée par les réactions nucléaires (94.10), (94.11) et (94.12). Il s'ensuit que la probabilité de formation des transuraniens est très faible.

Considérons maintenant le cas où le noyau cible est un noyau très

stable, à « empilement compact ». Le noyau incident, en y pénétrant, réduit la compacité du noyau cible, ce qui exige une importante dépense d'énergie. Seule la partie restante de l'énergie du noyau incident sert à exciter le noyau composé. Ce dernier est donc moins excité, i.e. plus « froid ».

Ce sont les noyaux magiques qui sont les plus stables et les plus compacts, surtout lorsqu'il s'agit de noyaux doublement magiques. Dans le cas de noyaux à nombre magique de protons, l'énergie rapportée au nombre N de neutrons est minimale. L'énergie des noyaux à nombre magique de neutrons est minimale si on l'évalue en fonction du nombre de charge Z. Dans le cas de noyaux doublement magiques, l'énergie est minimale lorsqu'on l'évalue en fonction des variables N et Z. Le noyau de plomb $^{208}_{82}Pb$ ($Z = 82$, $N = 126$) est doublement magique, tandis que tous les autres noyaux de cet élément sont simplement magiques ($Z = 82$, $N \neq 126$). Le noyau de bismuth $^{209}_{83}Bi$ est aussi un noyau magique. Si l'on utilise ces noyaux en qualité de cibles, le noyau composé qui en dérive est relativement peu excité. En bombardant le noyau compact de plomb avec des ions argon, titane et chrome, l'énergie d'excitation du noyau composé est relativement faible (10 à 15 MeV seulement), de sorte que pour le désexciter l'émission d'un ou de deux neutrons est suffisante. En qualité d'exemples on peut citer les réactions nucléaires (94.12), (94.14) présentées plus loin.

Ces considérations semblaient suffisantes pour espérer que la méthode de la synthèse « froide » ou « magique » des transuraniens, proposée par Oganessian, serait plus efficace que dans le cas où la cible est constituée d'éléments radioactifs lourds. Cet espoir ne fut pas déçu.

12. L'efficacité de la méthode d'Oganessian a été testée à Doubna en bombardant une cible en plomb $_{82}Pb$ par des ions titane $_{22}Ti$ dûment accélérés. On obtint aussitôt trois nouveaux isotopes kourtchatovium $_{104}Ku$ (suivant la nature des isotopes de Pb et de Ti utilisés dans les expériences). Quoique le nombre d'ions titane accélérés était des centaines de fois plus petit que celui des ions néon utilisés dans la réaction (94.11), l'étude des propriétés des isotopes de $_{104}Ku$ n'a exigé que quelques dizaines d'heures de fonctionnement du cyclotron U-300 tandis que la durée des premières expériences au cours desquelles fut obtenu l'élément 104 a été de plus de 100 centaines d'heures.

En appliquant la méthode d'Oganessian on a réalisé à Doubna, en 1974, la synthèse du 106e élément à l'aide de la réaction

$$^{54}_{24}Cr + ^{207}_{82}Pb \rightarrow ^{259}106 + 2^1_0n. \quad (94.13)$$

Puis en 1976, on y a réalisé la synthèse du 107e élément à l'aide de la réaction

$$^{54}_{24}Cr + ^{209}_{83}Bi \rightarrow ^{261}107 + 2^1_0n. \quad (94.14)$$

Simultanément on a obtenu au cours de ces expériences de nouveaux isotopes des éléments du numéro 100 au numéro 105 du système périodique.

Un groupe de chercheurs ouest-allemands, travaillant à Darmstadt avec un accélérateur linéaire « Unilac », a réalisé la synthèse, par la méthode d'Oganessian, d'un nouvel isotope du 107e élément, a reproduit et confirmé différents résultats annoncés à Doubna et a obtenu de nouvelles données inédites.

Les recherches entreprises à Doubna et à Darmstadt pour réaliser la synthèse du 109e élément à l'aide de la réaction nucléaire entre le bismuth ^{209}Bi et le fer ^{58}Fe se sont heurtées à des difficultés. Il s'avéra que la probabilité de synthèse de cet élément est des dizaines de fois plus petite que celle du 107e élément. En 1982, au cours d'une expérience qui dura 12 jours et qui fut réalisée par les physiciens de Darmstadt, on n'enregistra qu'un seul événement qui pouvait être attribué à la désintégration du 109e élément de masse atomique égale à 266. Pour progresser il fallait accroître notablement la sensibilité des méthodes expérimentales. A Doubna, on l'a accrue de plusieurs dizaines de fois et fin 1982-début 1983, au cours d'une expérience qui dura 260 heures, on enregistra huit événements témoignant de la formation de l'élément 109. Malgré ce rendement infime on a pu se faire une première idée des propriétés de cet élément.

Au début de l'année 1984, on a réalisé à Doubna la première synthèse de deux isotopes de l'élément 108 ayant des masses atomiques égales à 264 et 265. Ces isotopes furent obtenus en bombardant les isotopes de plomb $^{207}_{82}$Pb et $^{208}_{92}$Pb avec des ions fer ^{58}Fe. A peu près à la même époque l'isotope de masse atomique 265 a été synthétisé à Darmstadt. Au printemps 1984, trois réactions nucléaires réalisées dans le nouveau cyclotron U-400 (réactions du plomb avec le fer et du bismuth avec le manganèse) ont permis d'enregistrer 44 événements marquant la désintégration de trois isotopes de l'élément 108 ayant les masses atomiques de 263, 264 et de 265. Tous ces isotopes ont des durées de vie très brèves et se désintègrent par émission de particules α. Par rapport à la fission spontanée ces isotopes sont aussi stables que le 104e et le 106e élément, résultat fort important pour la théorie et la pratique.

A la même époque un groupe de chercheurs ouest-allemands travaillant avec l'accélérateur « Unilac » ont enregistré la formation de trois noyaux de l'isotope de masse 265 de l'élément 108 dans une réaction nucléaire analogue. Disposant d'un spectromètre de masse extrêmement sélectif, les physiciens ouest-allemands ont déterminé les principales caractéristiques de l'isotope ^{265}108 : période de désintégration — deux millisecondes environ, énergie des particules α — 10,4 MeV.

Selon les informations publiées dans la presse vers le milieu de 1987, le 110e élément du tableau périodique de Mendéléev a vu le

jour. Le noyau de cet élément a été créé à l'Institut des recherches nucléaires de Doubna (U.R.S.S.) en soumettant le thorium et les isotopes d'uranium au bombardement par un puissant faisceau de noyaux de calcium et d'argon dûment accélérés. Près de 40 noyaux du 110e élément ont été obtenus. La durée de vie de ces noyaux est de l'ordre de un centième de seconde. Pour un élément aussi lourd c'est une durée de vie exceptionnellement longue. Il n'est pas exclu que c'est là l'indice qui témoignerait de l'existence de l'îlot de stabilité des superlourds. Selon la théorie moderne, cet îlot de stabilité se situerait parmi les éléments de numéros atomiques 110 à 114 (cf. sous-paragraphe 13).

13. Les éléments transuraniens subissent tous les modes de désintégration connus. Les transitions β sont cependant relativement lentes; pour les noyaux avec $Z > 100$, qui ont des vies courtes vis-à-vis de la désintégration α et de la fission spontanée, le rôle de la désintégration β est peu important. Lorsque Z augmente, la compétition entre la fission spontanée et les désintégrations α et β devient de plus en plus nette.

C'est l'instabilité vis-à-vis de la fission spontanée qui impose une limite supérieure au système périodique des éléments. Les périodes de la désintégration par fission spontanée de ${}^{238}_{92}U \sim 10^{16}$ ans, de ${}^{239}_{94}Pu \sim 10^{10}$ ans, de ${}^{255}_{100}Fm \sim 20$ heures, de ${}^{260}_{104}Ku \sim 0,1$ s, et pour les éléments 106 et 107 les périodes sont évaluées en millièmes de seconde.

Une question s'impose à l'esprit: pourquoi les physiciens s'acharnèrent-ils à réaliser la synthèse d'éléments ayant une vie si courte et à étudier leurs propriétés, d'autant plus que ces éléments ne peuvent être produits qu'en quantités infimes, parfois quelques atomes seulement? Il est possible que du point de vue science pure cela soit utile, mais l'utilisation pratique de ces éléments est peu probable. Toutefois, une telle appréciation est sans doute prématurée.

En 1966, V. Stroutinski élabora une méthode de calcul des couches nucléaires qui reflétait assez bien les variations périodiques des propriétés des noyaux étudiés. En extrapolant des régularités ainsi établies à la région inconnue, on a essayé de prédire les propriétés des transuraniens non encore obtenus. Au cours de la décennie suivante, les physiciens de différents pays ont entrepris des calculs sur ordinateur et ils ont trouvé que les noyaux contenant 114 protons ou 184 neutrons devraient être des noyaux magiques, et le noyau ${}^{298}114$ devrait être doublement magique.

Les éléments hypothétiques ayant un nombre de protons proche de 114 et un nombre de neutrons proche de 184 sont dits *superéléments* dont les noyaux sont dits *supernoyaux*. On a des raisons de penser que les supernoyaux seraient moins instables que leurs voisins et auraient des vies plus longues. L'ensemble des valeurs de A et Z des superéléments constitue ce que l'on appelle un *îlot de stabilité*.

Les principaux modes de désintégration radioactive des supernoyaux sont la fission spontanée et la désintégration α. Théoriquement c'est le noyau doublement magique ${}^{298}114$ qui serait le plus stable par rapport à la fission spontanée. La durée de vie par rapport à la désintégration α de tous les noyaux diminue rapidement lorsque le nombre de charge Z augmente. En théorie, par suite de la compétition entre la fission spontanée et la désintégration α, c'est l'isotope

$^{294}110$ qui aurait la vie la plus longue. La valeur probable de sa durée de vie serait de 10^8 à 10^9 ans. Cette estimation est fondée sur la théorie du noyau qui est bien imparfaite, mais il n'y en a pas d'autre. Il n'est pas exclu que la durée de vie vraie sera de beaucoup plus grande ou plus petite que la valeur annoncée et que le noyau superlourd le plus stable aurait un nombre de charge compris entre 108 et 126.

Le comportement théorique des éléments hypothétiques situés au voisinage du noyau magique $^{298}114$ est marqué par une variation brusque de la stabilité et de la durée de vie lorsque l'un des nombres Z ou N varie même légèrement. Par exemple, si l'on fait varier de 2 à 3 unités le nombre de protons ou de neutrons du noyau $^{294}110$ qui doit avoir la plus grande durée de vie, celle-ci doit théoriquement diminuer d'un million de fois au moins. On observe un effet analogue chez les éléments ordinaires dans le voisinage du noyau précédent doublement magique $^{208}_{82}Pb$. Ce noyau est tellement stable que personne n'a encore réussi à déceler sa désintégration radioactive. Mais il suffit d'introduire dans ce noyau un seul neutron supplémentaire pour que la durée de vie de l'isotope obtenu $^{209}_{82}Pb$ se réduise à 4,8 heures en raison de sa désintégration β^-.

Selon la théorie à l'approche des éléments superlourds, la durée de vie varie autour d'eux d'une façon irrégulière. Lorsque le numéro atomique augmente, la durée de vie tantôt diminue, tantôt augmente, et pour certains isotopes de l'îlot de stabilité pourrait atteindre des valeurs tellement grandes que ces isotopes seraient pratiquement stables. A ce point de vue les éléments voisins du noyau doublement magique $^{298}114$ se comporteraient de façon analogue aux éléments voisins du noyau doublement magique $^{208}_{82}Pb$. Le thallium ($Z = 81$), le plomb et le bismuth possèdent des isotopes ayant des durées de vie tellement longues qu'on n'arrive pas à les mesurer. A la suite du bismuth on trouve les éléments radioactifs: polonium, astate, radon, ... Les noyaux de tous les éléments depuis le polonium jusqu'à l'actinium se transforment en noyaux fils en des temps très courts. Les périodes des isotopes les plus stables de l'uranium et du thorium, éléments de forts numéros atomiques, sont respectivement égales à 4,5 et 14 milliards d'années et sont comparables à l'âge de la Terre. Le neptunium, le plutonium, l'américium, le curium ont des activités moindres que le polonium ou le radium, quoique leurs numéros atomiques soient notablement plus grands.

14. Si l'îlot de stabilité hypothétique existe réellement et si l'on arrivait à trouver un procédé de synthèse d'éléments superlourds à longue vie en quantités macroscopiques, l'importance pratique de cette découverte serait extrêmement grande et c'est ce qui explique l'intérêt que manifestent les savants à la question des éléments superlourds.

La question de l'existence d'éléments superlourds, surtout de ceux qui seraient stables et à vie longue, ne peut être tranchée que par l'expérience. On pourrait utiliser pour cela la méthode de synthèse des éléments transuraniens par formation d'un noyau composé à partir du noyau cible et du noyau projectile, qui se désexciterait par émission de neutrons. A part cette dernière méthode, il existe une méthode de synthèse des éléments transuraniens fondée sur la fission des noyaux, qui a été avancée par G. Flerov en 1965. Dans cette méthode on bombarde une cible en uranium avec des ions lourds (Xe, U) dûment accélérés. Le noyau projectile « colle » pendant un temps extrêmement court ($\sim 10^{-21}$ s) au noyau cible en formant un noyau en forme d'haltère fortement « surchauffé », en rotation rapide autour de son centre de masse (voir problème 4 à fin de ce paragraphe). Au cours de ce laps de temps, plusieurs dizaines de nucléons peuvent s'écouler de l'une des boules de l'haltère dans l'autre. Ensuite, sous l'action de l'énorme force centrifuge, le noyau déformé éclate. Les fragments étant fortement excités (« surchauffés ») subissent une fission eux aussi. Du fait de cette fission on obtient des centaines d'isotopes d'éléments les plus divers, des éléments lourds y compris.

Effectivement, dès la première expérience réalisée à Doubna dans le cyclo-

tron tandem, on a décelé des noyaux de transuraniens lourds riches en neutrons, qu'on n'obtenait auparavant que dans les explosions thermonucléaires.

Par la suite, des expériences analogues ont été réalisées non seulement à Doubna mais aussi dans d'autres pays, notamment en R.F.A. à Darmstadt, où l'on a utilisé pour cela le plus puissant accélérateur d'ions uranium, la cible étant constituée également par de l'uranium. Les chercheurs de Darmstadt constatèrent que les noyaux déformés en forme d'haltère se scindent le plus souvent en deux noyaux d'uranium égaux. Les fragments plus légers et plus lourds étaient plus rares. Plus la différence entre les masses des fragments qui se forment lors de l'éclatement du noyau-haltère est grande, plus la probabilité d'une telle fission est faible. Il n'était pas exclu de trouver des isotopes transuraniens parmi les fragments, mais cet espoir fut déçu. A grand-peine on réussit à trouver des quantités infimes de l'élément 102.

15. Dans de nombreux laboratoires du monde, on s'efforçait de trouver des réactions nucléaires susceptibles de donner naissance aux noyaux magiques $^{298}114$, même en petite quantité. Parmi les réactions suggérées, on signalera par exemple:

$$^{238}_{92}U + ^{238}_{92}U \rightarrow {}^{476}184 \rightarrow {}^{166}_{70}Y + {}^{298}114 + 12^1_0n, \qquad (94.15)$$

$$^{136}_{54}Xe + ^{238}_{92}U \rightarrow {}^{374}146 \rightarrow {}^{298}114 + {}^{72}_{32}Ge + 4^1_0n. \qquad (94.16)$$

Mais personne n'a encore réussi à réaliser ces réactions hypothétiques et on ne sait toujours pas si l'îlot de stabilité des éléments superlourds existe réellement.

16. On peut se demander s'il ne serait pas raisonnable de chercher les traces des éléments superlourds à l'état naturel, sur Terre ou dans les météorites. Sans entrer dans les détails de cette question difficile, nous ne ferons que quelques remarques de principe.

Les noyaux d'uranium et de tous les éléments transuraniens subissent la fission spontanée. Les fragments nouvellement formés possèdent une énergie cinétique importante, de l'ordre de 100 MeV. Si la fission s'est produite au sein d'un milieu cristallin (dans un minerai), les fragments y auront provoqué de nombreuses destructions avant d'être ralentis puisque dans un réseau cristallin les atomes sont liés par des forces relativement faibles, ne nécessitant que 2 à 3 eV pour être vaincues. Les fragments laissent dans le milieu des traces sous la forme de canaux d'une épaisseur microscopique qu'on peut élargir de plusieurs centaines de fois à l'aide d'une attaque chimique par une base ou un acide convenable, vu que la matière des régions perturbées du cristal se dissout plus rapidement que l'environnement. Après élargissement ces traces peuvent être observées à l'aide d'un microscope optique (grossissement égal ou supérieur à 100).

Les produits de fission qui s'accumulent au fur et à mesure des fissions successives sont des isotopes des éléments situés vers le milieu du système périodique. On peut les séparer du minerai considéré en chauffant ce dernier à 1000 °C et au-delà (l'attaque chimique du minerai est alors inutile), puis les analyser à l'aide d'un spectrographe de masse. Connaissant la composition isotopique d'un certain élément, on peut faire des conclusions univoques sur la nature des noyaux ayant subi la fission spontanée et ayant produit les éléments décelés. Il va de soi que pendant le temps qui s'est écoulé depuis la formation des isotopes, une partie de ces derniers a peut-être été perdue, mais cela n'importe nullement, car ce qui compte dans la méthode est la composition isotopique *relative* et non pas les quantités absolues des isotopes formés. Or la composition isotopique relative d'un élément donné ne change pas lors de sa dispersion.

Dans la méthode esquissée ce sont les isotopes de xénon qui conviennent le mieux, car l'abondance naturelle de cet élément dans les minerais d'origine terrestre ou cosmique est des millions et des milliards de fois plus faible que celle des autres éléments chimiques. C'est pour cela que de petites additions de xénon, résultant de la fission, se laissent aisément détecter sur un fond faible du xénon ordinaire contenu par exemple dans l'atmosphère. Pour d'autres éléments le fond naturel masque complètement ces additions.

Lorsqu'il s'agit de déceler les traces de la fission spontanée de noyaux superlourds, les minerais d'origine cosmique conviennent mieux que les minerais terrestres, car sur Terre les traces de ces éléments ne peuvent subsister aussi longtemps que dans les météorites. Sur Terre ces traces s'effacent sous l'action de nombreux facteurs destructeurs. L'analyse du problème a conduit les chercheurs à donner la préférence aux *météorites chondrites*, i.e. aux météorites renfermant des gouttes solidifiées de silicates (*chondres*) qui se sont peut-être formées au cours du stade initial de formation du Système solaire. Les dimensions de ces chondres varient d'une fraction de millimètre à plusieurs centimètres.

17. L'étude des cristaux des minéraux extraits des *météorites chondrites* a permis d'y déceler des millions de traces des fragments de fission de certains noyaux par centimètre carré. Les noyaux qui ont subi la fission n'ont pas été décelés, ce qui a conduit à supposer que, leur durée de vie étant trop courte, tous les noyaux se sont désintégrés depuis la formation du Système solaire. Quelle pouvait être la nature de ces noyaux?

On a déjà signalé plus haut que dans les retombées des explosions nucléaires on a décelé la présence de plutonium-244 — l'élément transuranien ayant la plus grande durée de vie de tous les transuraniens connus (la période de ^{244}Pu est de $8,3 \cdot 10^7$ ans). Un état analogue à celui dans lequel se trouve la matière lors d'une explosion nucléaire existait, mais à une échelle cosmique énorme, pendant la constitution du Système solaire, qui fut l'époque de formation des éléments chimiques. Il est hors de doute qu'aussi bien le plutonium-244 que les autres éléments transuraniens se sont formés à cette époque, mais qu'il n'en subsiste aucune trace sur Terre vu leur temps de vie relativement court.

Les traces de fission spontanée laissées dans les météorites chondrites ne peuvent provenir de la fission des noyaux d'uranium-238 ou de thorium-232, car on aurait trouvé ces éléments à vie longue dans les météorites, comme on les trouve sur Terre. On peut penser que ces traces sont dues à la fission d'éléments transuraniens. Mais tous les transuraniens connus à vie relativement courte doivent être écartés d'emblée puisqu'ils se seraient désintégrés bien avant la solidification des météorites. La seule exception est le plutonium-244 qui, possédant une vie assez longue, a pu laisser les traces qu'on a trouvées dans les météorites, mais qui s'est entièrement désintégré bien avant l'époque moderne. Cette hypothèse fut confirmée par l'expérience.

On a trouvé dans les météorites, en plus des traces laissées par les fragments de fission, les fragments eux-mêmes sous la forme d'atomes correspondants. On a pu séparer une partie de ces atomes, en chauffant la météorite à 1000-1200 °C, afin de déterminer au spectromètre de masse la composition isotopique du gaz dégagé. On constate que ce gaz contenait, à côté d'autres isotopes, des isotopes de xénon qui présentent pour nous un intérêt tout particulier. Il importe de connaître seulement la teneur relative des isotopes de xénon et non pas sa teneur totale dans le météorite.

D'autre part, le flux de neutrons émis par un réacteur nucléaire donne naissance à de nombreux éléments, y compris ^{244}Pu. On a placé quelques milligrammes de cet isotope dans une ampoule en verre de silice qui a été scellée après avoir été évacuée. Par suite de la fission spontanée des noyaux de plutonium, parmi d'autres isotopes il s'y forma du xénon. Deux ans plus tard on a ouvert l'ampoule et le xénon a été analysé au spectromètre de masse. Quoique en l'espace de deux ans une quantité infime de plutonium-244 se soit désintégrée la haute sensibilité des appareils de mesure modernes a permis de déterminer la composition isotopique du xénon formé. Celle-ci fut exactement la même que celle qu'on trouva dans les chondrites. Ainsi il a été démontré que les traces de fission observées dans les météorites étaient dues aux noyaux de plutonium-244.

18. Il a été suggéré que les traces de fission des hypothétiques noyaux superlourds devraient être cherchées dans les chondrites carbonacées ou « météorites charbonneuses ». (Ce sont les météorites contenant des minéraux et des composés du carbone. C'est dans ces substances que se trouvent les chondres.) Leur exis-

tence de jadis pourrait être décelée d'après la composition isotopique du xénon contenu dans les météorites. Cette hypothèse s'appuyait sur les considérations suivantes. En se fondant sur la mécanique quantique on calcula sur ordinateur la structure du cortège électronique des atomes superlourds hypothétiques, ce qui permit d'en connaître les propriétés chimiques. On trouva ainsi que les éléments superlourds les plus stables devraient être analogues aux éléments aisément vaporisables, tel le plomb. Or ce sont les chondrites carbonacées qui contiennent le plus d'éléments de cette espèce.

Par chauffage à 1000-1200 °C les chondrites carbonacées ont dégagé les isotopes riches en neutrons: ^{136}Xe, ^{134}Xe, ^{132}Xe, ^{131}Xe. On pensait que ces isotopes avaient été formés lors de la fission des noyaux d'un élément transuranien. Or aucun des noyaux des éléments transuraniens connus ne produit à la fission du xénon ayant cette composition isotopique. Tout d'abord on a considéré que ce résultat constituait la preuve de l'existence, à une époque lointaine, d'un élément superlourd dont la fission produisait du xénon de la composition isotopique mesurée. Mais cette conclusion fut bientôt infirmée. En effet, lors de la fission on obtient d'abord des noyaux riches en neutrons qui sont sujets à la désintégration β^- (cf. § 93, 11). Après avoir subi la désintégration β^- ces noyaux se transforment finalement en noyaux de xénon stables, qui doivent être eux aussi riches en neutrons. Des noyaux de xénon pauvres en neutrons ne peuvent se former par fission. Or les météorites en contiennent. Il s'avéra que plus il y a de noyaux stables riches en neutrons, plus il y a de noyaux stables pauvres en neutrons. Ce résultat est en désaccord avec l'hypothèse que tous les isotopes stables de xénon se trouvant dans les météorites proviennent d'un processus de fission. D'autres expériences confirmèrent cette conclusion.

Ainsi l'étude de la composition isotopique du xénon contenu dans les météorites ne put apporter la preuve de l'existence, à l'heure actuelle ou autrefois, d'éléments superlourds. Les autres méthodes fondées sur la mesure de la longueur des traces dans les météorites ou dans des objets terrestres ne permirent pas non plus de tirer des conclusions relatives à l'existence d'éléments superlourds. Il faut attendre d'autres expériences.

PROBLÈMES

1. Pour se faire une idée qualitative de l'influence qu'exerce la capture électronique sur la stabilité du cortège électronique d'un atome, on peut admettre que la capture s'effectue instantanément depuis l'orbite de Bohr caractérisée par le nombre quantique principal n. Partant de cette conception, évaluer la plus petite valeur de Z au-dessus de laquelle le cortège électronique de l'atome devient absolument instable, en posant $n = 1, 2, 3, 4, 5$.

Solution. La conception ci-dessus équivaut à supposer qu'il n'y a pas d'électrons à l'intérieur d'une sphère ayant pour rayon le rayon de la n-ième orbite de Bohr, et que la dimension du noyau (à charge égale) deviendrait égale à la dimension de cette sphère. Or le rayon de la n-ième orbite de Bohr est proportionnel à n^2. Le problème se trouve donc ramené au problème considéré dans le sous-paragraphe 2, à condition de remplacer r_0 par r_0n^2 dans l'équation (94.1). Autrement dit, il faut considérer l'inégalité

$$\frac{A^{4/3}}{1.57+0{,}015A^{2/3}} \lessapprox \frac{38\,000}{n^2}. \qquad (94.1c)$$

On en déduit que le cortège électronique sera stable si les conditions suivantes sont vérifiées:

Pour $n = 1$ $\quad Z \lessapprox 1460$,
$n = 2$ $\quad Z \lessapprox 630$,
$n = 3$ $\quad Z \lessapprox 370$,
$n = 4$ $\quad Z \lessapprox 250$,
$n = 5$ $\quad Z \lessapprox 185$.

2. Déterminer dans l'approximation non relativiste l'énergie cinétique qu'acquiert une charge q de masse m se déplaçant sur une orbite circulaire de rayon r, lorsque le champ magnétique H est homogène.

R é p o n s e. $\mathscr{E} = \frac{q^2R^2H^2}{2mc^2}$.

3. Un noyau de l'ion accéléré ^{238}U entre en collision avec un noyau cible ^{238}U se trouvant au repos et forme avec ce dernier, pendant un laps de temps court, un noyau ayant la forme d'un haltère et animé d'un mouvement de rotation. Evaluer la valeur minimale de la vitesse angulaire de rotation ω du noyau obtenu.

S o l u t i o n. Le moment cinétique du noyau en forme d'haltère est donné par la formule $L^2 = l(l+1)\hbar^2$, où l'on doit poser $l = 1$. Par conséquent, $L = \sqrt{2}\hbar$. D'autre part, $L = \mathcal{J}\omega$, $\mathcal{J}$ étant le moment d'inertie du noyau en forme d'haltère par rapport à son centre de masse. Pour évaluer $\mathcal{J}$ remplaçons l'haltère par deux noyaux d'uranium en contact mutuel. Le moment d'inertie d'une sphère massive évalué par rapport à une tangente est égal à $^7/_5\, mr^2$, et celui de deux sphères par rapport à la tangente commune est égal à $^{14}/_5\, mr^2$. Le rayon du noyau d'uranium $r = 8{,}7\cdot10^{-13}$ cm, $m = 4\cdot10^{-22}$ g, $\mathcal{J} = 8{,}5\cdot10^{-46}$ g·cm². D'où

$$\omega = \frac{\sqrt{2}\cdot1{,}05\cdot10^{-27}}{8{,}5\cdot10^{-46}} = 1{,}7\cdot10^{18} \text{ tours/s.}$$

4. On a décelé dans les minerais d'uranium d'infimes quantités de $^{239}_{94}Pu$. Ce plutonium se forme à partir de $^{238}_{92}U$ sous l'action d'un flux de neutrons existant toujours dans ces minerais. Les flux de neutrons résultent à leur tour de la fission spontanée des noyaux d'uranium ou de l'action des rayons cosmiques.

Evaluer la part d'atomes $^{239}_{94}Pu$ rapportée au nombre d'atomes du minerai en supposant que ce dernier est constitué d'uranium-238 pur et que le plutonium ne se forme que par fission spontanée des noyaux d'uranium. La période de ^{238}U par rapport à la fission spontanée $T^{U}_{1/2} \sim 10^{16}$ ans; la période de ^{239}Pu $T^{Pu}_{1/2} = 2{,}4\cdot10^4$ ans.

S o l u t i o n. Supposons que chaque neutron émis lors de la fission spontanée d'un noyau d'uranium est absorbé par un noyau de même uranium avec formation d'un noyau de plutonium. Comme pour tout équilibre radioactif, on trouvera la part de plutonium N_{Pu}/N_U en imposant que le nombre de noyaux d'uranium subissant une fission spontanée dans l'unité de temps soit égal au nombre de noyaux de plutonium se désintégrant dans le même temps. On en tire

$$N_{Pu}/N_U = \frac{T^{Pu}_{1/2}}{T^{U}_{1/2}} \approx 10^{-12}.$$

Dans les minerais réels le rapport du nombre d'atomes de plutonium au nombre d'atomes du minerai est près de deux ordres de grandeur plus petit que la valeur calculée. La raison en est que $N_U < N_{\text{minerai}}$ et que la majeure partie des neutrons émis lors de la fission spontanée des noyaux d'uranium est absorbée par les noyaux des autres éléments contenus dans le minerai ou s'en échappent à l'extérieur. En outre, l'absorption d'un neutron par un noyau d'uranium ne conduit pas nécessairement à l'éclatement de ce dernier.

§ 95. Réaction en chaîne et réacteurs nucléaires

1. La fission des noyaux lourds s'accompagne de la libération d'une énergie égale en moyenne à ~ 200 MeV par noyau fissile (cf. § 93). Cette quantité d'énergie est des centaines de millions ou

même des milliards de fois plus grande que l'énergie libérée dans l'acte unitaire des réactions chimiques (cette dernière représente au plus quelques eV et généralement ne dépasse pas quelques dixièmes ou quelques centièmes d'électron-volt). L'énergie qui est libérée lors de la fission des noyaux atomiques est appelée *énergie nucléaire* ou *énergie atomique*. On la produit en quantités macroscopiques dans les *réacteurs nucléaires*. La théorie des réacteurs nucléaires englobe, à côté des questions physiques, de nombreux problèmes techniques. Cette théorie étant fort étendue et compliquée, nous ne pouvons en donner ici qu'un bref aperçu concernant quelques questions essentielles de physique.

La matière utilisée pour entretenir des réactions nucléaires dans les réacteurs est appelée *combustible nucléaire*. A l'état naturel on ne trouve qu'un seul combustible nucléaire — l'uranium. Le minerai d'uranium renferme près de 0,7 % d'isotope ^{235}U et près de 99,3 % d'isotope ^{238}U. En fait c'est l'isotope ^{235}U qui est le *combustible nucléaire* qui entretient la réaction de fission des noyaux. L'isotope ^{238}U est, au même titre que ^{232}Th, un matériau dit « fertile » parce qu'ils servent tous deux de matériaux de départ pour la fabrication des matériaux fissiles ^{239}Pu et ^{233}U, qu'on utilise aussi en qualité de combustibles nucléaires. Les isotopes ^{239}Pu et ^{233}U n'existent pas à l'état naturel. Le plutonium-239 est obtenu à l'aide de la réaction (94.2) et l'uranium-233 à l'aide de la chaîne de production

$$^{232}_{90}Th\,(n,\ \gamma)\,^{233}_{90}Th \xrightarrow{\beta^-} {}^{233}_{91}Pa \xrightarrow{\beta^-} {}^{233}_{92}U. \qquad (95.1)$$

En raison des difficultés de la fabrication et du coût élevé, les transuraniens supérieurs — américium, curium, berkélium, californium, ne sont pas utilisés pour la production d'énergie nucléaire en grande quantité.

En énergétique nucléaire le rôle de combustible revient aux noyaux des isotopes $^{235}_{92}U$, $^{239}_{94}Pu$, $^{233}_{92}U$ qui, renfermant un nombre impair de neutrons, subissent une fission après capture de neutrons de toute énergie, notamment des neutrons thermiques. On entend par *neutrons thermiques* les neutrons ayant une énergie de l'ordre de kT. A la température ordinaire (300 K), $kT \sim 4{,}14 \cdot 10^{-14}$ erg $\approx$ 0,025 eV. Dans ce cas la section efficace de fission est $\sim 1/v$, v étant la vitesse des neutrons. Les neutrons possédant une énergie $\mathcal{E} \gtrsim 1$ MeV sont des *neutrons rapides*. Les noyaux ^{238}U et ^{232}Th ne subissent une fission qu'après capture des neutrons rapides, les neutrons thermiques étant inopérants.

Une des principales caractéristiques des noyaux fissiles est le nombre moyen ν de neutrons secondaires émis lors de la fission d'un noyau. Une autre grandeur η caractérise non plus un noyau isolé mais un milieu homogène formé de noyaux identiques et ayant des dimensions suffisamment grandes (à la limite infiniment grandes).

Cette grandeur représente le nombre moyen des neutrons secondaires nécessaires ν pour que l'un d'eux soit capté par un noyau. Les nombres ν et η sont différents puisque certains neutrons provoquent la fission des noyaux du milieu et d'autres, tout en étant capturés par les noyaux, ne provoquent pas leur fission mais une émission γ. Ce dernier processus est appelé *capture radiative* (n, γ). (La diffusion élastique des neutrons sur les noyaux n'intervient pas directement dans la multiplication des neutrons.) Notons σ_{nf} la section efficace de fission et $\sigma_{n\gamma}$ la section efficace de capture radiative. La valeur moyenne de la part des noyaux fissiles ayant subi la fission est égale à $\sigma_{nf}/(\sigma_{nf} + \sigma_{n\gamma})$. Le nombre moyen de neutrons secondaires émis correspondant à la capture d'un neutron par un noyau fissile est

$$\eta = \nu \frac{\sigma_{nf}}{\sigma_{nf} + \sigma_{n\gamma}}. \quad (95.2)$$

Comme toutes les grandeurs figurant dans cette formule dépendent de l'énergie des neutrons, la formule ne concerne que les neutrons monoénergétiques.

On a indiqué dans le tableau 18 les valeurs de ν et η pour les noyaux subissant une fission après capture d'un neutron de n'importe quelle énergie. Dans la gamme des énergies d'excitation modérée du noyau ($\mathcal{E} \leqslant 10$ MeV), le nombre ν augmente de 0,11 environ chaque fois que l'énergie d'excitation augmente de 1 MeV.

Tableau 18

Noyau		$^{233}_{92}U$	$^{235}_{92}U$	$^{239}_{94}Pu$
Neutrons thermiques ($\mathcal{E}$ = = 0,025 eV)	ν	2,48	2,42	2,86
	η	2,28	2,07	2,11
Neutrons rapides ($\mathcal{E}$ = = 1 MeV)	ν	2,59	2,52	2,98
	η	2,45	2,3	2,7

2. Le tableau 18 montre que $\eta > 1$ (notablement supérieur à 1 dans le cas général). C'est la condition nécessaire (mais non suffisante) pour que se trouve réalisée une *chaîne de réactions nucléaires de fission des noyaux atomiques*. Le terme réaction en chaîne (ou chaîne de production) a été emprunté à la chimie. On entend par réaction en chaîne toute réaction dans laquelle l'un des corps réagissants

est régénéré en quantité croissante et participe à la même réaction. Ainsi la quantité de cette substance ne cesse d'augmenter.

Dans une réaction en chaîne de fission des noyaux atomiques, ce sont les neutrons qui sont régénérés. Un exemple idéalisé d'une réaction de fission en chaîne aidera à fixer les idées. Soit un corps de dimensions suffisamment grandes (les considérations qui suivent expliciteront ce qu'il faut entendre par là) constitué par de l'uranium-235 pur. Supposons qu'un neutron apparaisse dans ce corps, que ce soit par suite de la fission spontanée d'un noyau ou sous l'action des rayons cosmiques. Posons, pour simplifier, que chaque neutron est capté tôt ou tard par un noyau ^{235}U et provoque la fission de ce dernier avec émission de deux nouveaux neutrons que nous appellerons neutrons de la *première génération*. Ces deux nouveaux neutrons provoqueront à leur tour la fission de deux noyaux, ce qui donnera naissance à quatre neutrons de la *deuxième génération*. Ces derniers donneront naissance à $2^3 = 8$ neutrons de la *troisième génération*, et ainsi de suite. Le nombre de neutrons des générations suivantes croît exponentiellement en fonction du temps.

Le temps de vie moyen d'une génération de neutrons produits dans l'uranium-235 est de l'ordre de 10^{-7} à 10^{-8} s. Prenons la valeur supérieure de 10^{-7} s. Au bout de 10^{-5} s après le début de la réaction, on verra apparaître les neutrons de la 100e génération dont le nombre est $N_{100} = 2^{100} = 1{,}27 \cdot 10^{30}$. Le nombre de fissions qui seront produites au cours de ce laps de temps est $1 + 2 + 2^2 + \ldots$ $\ldots + 2^{100} \approx 2^{101} \approx 2{,}54 \cdot 10^{30}$ et ces réactions libèrent une quantité d'énergie égale à $200 \cdot 2{,}54 \cdot 10^{30} \sim 5 \cdot 10^{32}$MeV $\sim 8 \cdot 10^{26}$ ergs. Cette quantité d'énergie libérée provoquera une explosion énorme dont la puissance moyenne sera $\sim 8 \cdot 10^{31}$ ergs/s. Notons à titre de comparaison que la puissance totale rayonnée par le Soleil est égale à $3{,}8 \times$ $\times\, 10^{33}$ ergs/s. La masse des noyaux d'uranium-235 ayant subi la fission au cours de l'intervalle de temps considéré est égale à $235 \times$ $\times\, 1{,}68 \cdot 10^{-24} \cdot 2{,}54 \cdot 10^{30} \sim 10^9$ g $= 10^6$ kg $= 10^3$ tonnes. Pour que cette explosion puisse avoir lieu et pour que la réaction de fission continue encore à l'instant considéré, il faut que la quantité initiale de matière fissile soit notablement supérieure à 10^3 t. Dans les conditions terrestres, les chiffres cités sont irréels, mais ce calcul simple aide à comprendre le principe de fonctionnement de la bombe atomique.

3. La réaction en chaîne est le processus que l'on cherche à entretenir dans les réacteurs nucléaires. Le volume occupé par la matière fissile est appelé *partie active* ou *cœur* du réacteur. Pratiquement la réaction en chaîne est réalisée avec de l'*uranium enrichi*. On a déjà signalé que l'uranium naturel se compose principalement de l'isotope ^{238}U (99,3 %), la teneur en ^{235}U étant de $\sim 0{,}7$ %. Dans l'uranium enrichi la teneur en ^{235}U est portée à 2-5 %. L'enrichissement de l'uranium naturel est réalisé par le procédé de *séparation des isotopes*.

C'est un processus très onéreux et de longue durée. On ne peut pas réaliser la séparation des isotopes par voie chimique, car les propriétés chimiques de ^{238}U et ^{235}U sont presque identiques. On en est donc réduit à utiliser des méthodes de séparation physiques fondées sur la légère différence de masse des atomes des isotopes qu'il s'agit de séparer. Dans le cas d'éléments lourds, on utilise surtout la méthode de *diffusion en phase gazeuse* à travers des parois poreuses, la *diffusion thermique*, le *centrifugeage*, la *méthode électromagnétique*. Au lieu d'additionner d'uranium-235 l'uranium naturel, on peut l'additionner de plutonium-239 ou d'uranium-233, qui sont des matériaux fissiles analogues à l'uranium-235.

Le coefficient η défini plus haut comme le nombre moyen de neutrons secondaires correspondant à l'absorption d'un neutron par le milieu fissile conserve tout son sens lorsque le milieu est un mélange d'isotopes, mais la formule (92.5) n'est plus utilisable et doit être remplacée par la formule

$$\eta = \nu \frac{\sigma_{nf}}{\sigma_{nt}}, \tag{95.3}$$

où σ_{nf} est la section efficace de fission et σ_{nt} la section efficace totale de capture du neutron par tous les constituants du mélange d'isotopes. La section efficace de fission de l'uranium-235 par les neutrons thermiques $\sigma_{nf}^{(235)} = 582$ barns, les sections efficaces de capture radiative $\sigma_{n\gamma}^{(235)} = 100$ barns, $\sigma_{n\gamma}^{(238)} = 2{,}73$ barns. Comme dans l'uranium naturel pour 1 atome d'uranium-235 on trouve 140 atomes d'uranium-238, la section efficace totale de l'uranium naturel pour les neutrons thermiques est donnée par la formule $\sigma_{nt} = \sigma_{nf}^{(235)} + \sigma_{n\gamma}^{(235)} + 140\cdot\sigma_{n\gamma}^{(238)} = 1064$ barns. Pour les neutrons thermiques $\nu = 2{,}42$ (voir tableau 18). Ainsi, pour l'uranium naturel et pour les neutrons thermiques $\eta = \nu\sigma_{nf}^{(235)}/\sigma_{nt} = 1{,}32$.

4. La principale caractéristique du cœur d'un réacteur nucléaire est le *facteur de multiplication* des neutrons noté k. C'est le rapport du nombre total des neutrons d'une génération au nombre total des neutrons de la génération précédente. Si la première génération comptait, par exemple, N_1 neutrons, la n-ième génération en comptera $N_n = N_1 k^n$.

Lorsque $k = 1$ la réaction est dite *stationnaire*, i.e. le nombre de neutrons reste constant à toutes les générations; le régime de fonctionnement du réacteur est, dans ce cas, dit *critique*. Lorsque $k > 1$ le nombre N_n croît avec le numéro n de la génération et le régime de fonctionnement du dispositif est dit *surcritique*. Lorsque $k < 1$ le nombre N_n de neutrons décroît à mesure que n augmente et le régime de fonctionnement est dit *sous-critique*. Dans le cas limite idéal où le réacteur se compose uniquement d'un cœur infiniment grand, on affecte le facteur de multiplication k de l'indice ∞ : k_∞. Le facteur k_∞ est une caractéristique du milieu fissile consti-

tuant le cœur du réacteur et n'a aucun rapport avec l'aménagement du réacteur.

Voyons de quels paramètres dépend le facteur de multiplication des neutrons. Si le cœur du réacteur se composait uniquement d'un seul isotope fissile (l'uranium-235 par exemple), on aurait $k = \eta$. Ce n'est pas le cas des réacteurs réels. Considérons, pour fixer les idées, un réacteur à uranium naturel ou à uranium faiblement enrichi. La majeure partie des neutrons secondaires est générée lors de la fission des noyaux d'uranium-235 provoquée par la capture de neutrons thermiques. Or la fission s'accompagne surtout de l'émission de neutrons rapides. Pour rendre ces neutrons plus efficaces, on utilise différents *modérateurs*: les neutrons rapides sont ralentis jusqu'aux vitesses thermiques par diffusion sur les noyaux du matériau modérateur. C'est pour cela que le réacteur considéré est dit *réacteur à neutrons thermiques*. La formule (95.4) donnée ci-dessous s'applique à ce type de réacteurs.

Lors du processus du ralentissement les neutrons peuvent être absorbés par les noyaux ^{238}U, par les noyaux du modérateur et des autres matériaux de construction du réacteur. Il est évident que le facteur de multiplication est proportionnel à la probabilité p pour que les neutrons ne soient pas absorbés par ces différents noyaux. Bien sûr, certains noyaux d'uranium-238 subissent la fission sous l'action des neutrons rapides qui n'ont pas eu le temps de dissiper leur énergie. C'est pour tenir compte de cette circonstance qu'on introduit le facteur ε—*facteur de fission par des neutrons rapides*. C'est le rapport du nombre de neutrons générés lors des fissions provoquées aussi bien par les neutrons thermiques que par les neutrons rapides au nombre de neutrons libérés lors de la fission par les seuls neutrons thermiques. Introduisons encore le facteur d'utilisation thermique f qui représente la probabilité pour que les neutrons ralentis soient absorbés par les noyaux d'uranium-235 et non pas par les noyaux du modérateur et des structures (à l'exclusion de l'uranium-238). On a donc

$$k_\infty = \eta p f \varepsilon. \tag{95.4}$$

Comme les dimensions du cœur sont finies, une partie des neutrons s'en échappent, ce qui permet de poser

$$k = k_\infty P, \tag{95.5}$$

où P désigne la probabilité pour que le neutron ne s'échappe pas du cœur. Cette formule s'applique à tous les types de réacteurs indépendamment de la forme concrète de k_∞. Elle s'applique aussi à la bombe atomique dont le cœur est en uranium-235 ou en plutonium-239 purs. La valeur de P dépend de la composition, des dimensions et de la forme du cœur ainsi que de la nature du milieu entourant le

cœur. Ce milieu réfléchit les neutrons, les renvoie dans le cœur, ce qui a pour effet d'accroître P. Ce milieu, appelé *réflecteur de neutrons*, se compose de noyaux légers capturant peu de neutrons (graphite, béryllium).

Comme indiqué ci-dessus, pour qu'un réacteur puisse fonctionner, il faut que $k \equiv k_\infty P \geqslant 1$. A la limite où $k_\infty P = 1$, la réaction en chaîne évoluant dans le réacteur est auto-entretenue. Les dimensions, la masse ainsi que la probabilité P correspondant à la réaction auto-entretenue, i.e. lorsque

$$P = P_{cr} = 1/k_\infty, \qquad (95.6)$$

sont dites *critiques*. Ces quantités dépendent naturellement de la composition et de la forme du cœur ainsi que de la structure du réacteur. Pour réduire les pertes de neutrons, le cœur se présente sous une forme sphérique ou sous la forme d'un cylindre dont la hauteur est comparable au diamètre, ou encore sous la forme d'un cube, car pour les corps de ces formes le rapport de la surface au volume est minimal ou en est peu différent. Pour l'uranium-235 pur la masse critique est de $\sim$ 0,8 kg, pour ^{239}Pu elle est de $\sim$ 0,5 kg, pour ^{251}Cf de $\sim$ 10 g.

Lorsque la masse du cœur est notablement plus grande que la masse critique, la réaction en chaîne aboutit à une explosion. C'est sur ce principe que se fonde le fonctionnement de la bombe atomique. Celle-ci se compose de deux ou de plusieurs morceaux de masses sous-critiques d'uranium-235 ou de plutonium-239. Tant que ces masses sont séparées, leur masse totale est sous-critique et le dispositif ne risque pas d'exploser. Mais en approchant rapidement l'une de l'autre deux masses sous-critiques en faisant détoner un explosif chimique (ce qui crée une pression de l'ordre d'un million d'atmosphères), la masse réunie sera surcritique et une explosion violente surviendra presque aussitôt.

5. Voyons maintenant pourquoi il faut utiliser des modérateurs de neutrons dans les réacteurs à uranium naturel ou à uranium légèrement enrichi. La figure 165 représente le spectre énergétique approché des neutrons engendrés par la fission de l'uranium-235. On porte en abscisses l'énergie cinétique $\mathscr{E}$ des neutrons rapportée au référentiel dans lequel le noyau fissile initial est au repos et on porte en ordonnées, en unités arbitraires, le nombre $N(\mathscr{E})$ de neutrons de fission correspondant à l'intervalle d'énergie unitaire. Ainsi la quantité $N(\mathscr{E})\,d\mathscr{E}$ représente le nombre de neutrons dont l'énergie est comprise entre $\mathscr{E}$ et $\mathscr{E} + d\mathscr{E}$. La courbe présente un maximum situé près de $\mathscr{E} = 0{,}645$ MeV.

La figure 165 montre que la fission de ^{235}U donne naissance surtout à des neutrons rapides. Les noyaux de ^{238}U ne subissent une fission qu'après avoir capturé des neutrons rapides d'énergie $\mathscr{E} \sim 1$ MeV. Or la section efficace de fission est dans ce cas très petite, près de

0,3 barn. Quant aux noyaux d'uranium-235, leur fission se produit par capture de neutrons de n'importe quelle énergie et la section efficace de ce processus croît rapidement à mesure que l'énergie des neutrons diminue. Pour les neutrons thermiques, la section efficace est de 582 barns. C'est pour cela qu'il serait avantageux de ralentir les neutrons rapides jusqu'à ce qu'ils possèdent des vitesses thermiques.

Lors des chocs élastiques sur les noyaux de ^{238}U et ^{235}U, les neutrons rebondissent en perdant très peu d'énergie en raison de la grande masse des noyaux d'uranium. Le principal obstacle au ralentissement

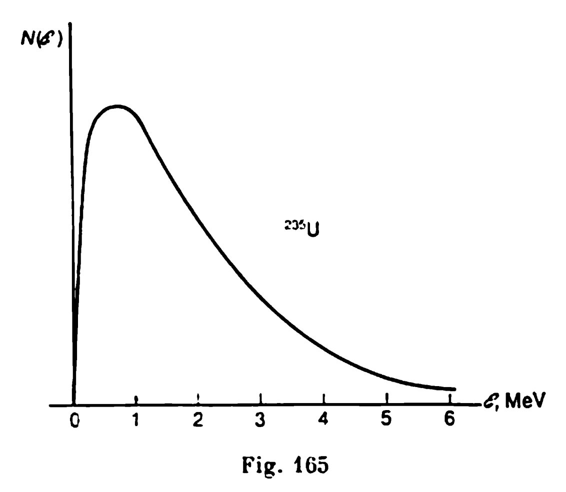


Fig. 165

(ou thermalisation) des neutrons dans l'uranium naturel est leur capture radiative par les noyaux d'uranium-238. Ce processus est particulièrement intense dans la gamme des énergies de résonance. La figure 166 représente la variation de la section efficace totale σ_t de capture des neutrons par les noyaux d'uranium-238 en fonction de l'énergie des neutrons. Dans la gamme des énergies de résonance on observe un grand nombre de pics d'absorption où σ_t atteint plusieurs milliers de barns. Lorsque les neutrons sont ralentis, ils doivent traverser la région des énergies de résonance où ils sont absorbés et ne parviennent donc pas jusqu'aux énergies thermiques. D'autre part, une partie des neutrons s'échappent du cœur. C'est pour qu'une part importante des neutrons rapides soient ralentis jusqu'aux vitesses thermiques qu'on utilise les modérateurs, i.e. des substances constituées d'atomes à noyaux très légers qui capturent le moins possible de neutrons. Le plus souvent on utilise en qualité de modérateur le graphite ; on utilise aussi l'eau lourde et l'eau ordinaire, le béryllium et l'oxyde de béryllium ainsi que certaines substances organiques. (On n'utilise pas l'eau ordinaire dans les réacteurs à uranium naturel car l'hydrogène absorbe fortement les neutrons.)

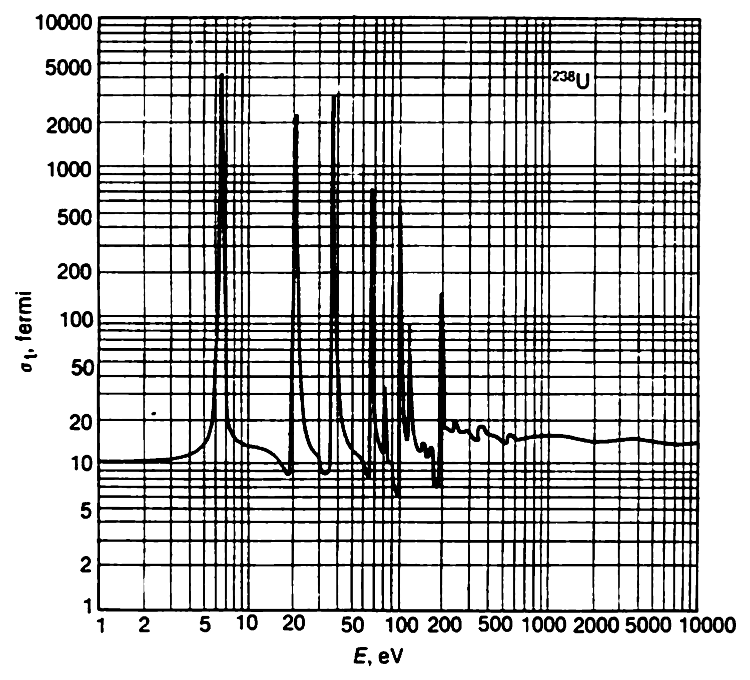


Fig. 166

Lorsque le cœur d'un réacteur nucléaire incorpore le modérateur, la majorité des fissions résulte de la capture de neutrons thermiques. Les réacteurs à modérateur peuvent être de type *homogène* ou de type *hétérogène*. Dans un réacteur homogène le combustible nucléaire et le modérateur forment un mélange homogène (solution ou suspension) tandis que dans un réacteur hétérogène le combustible nucléaire se présente sous la forme de tiges appelées *éléments combustibles générateurs de chaleur*. Ils forment généralement un réseau régulier dans les interstices duquel on dispose le modérateur. Dans un réacteur homogène à uranium naturel, la réaction en chaîne n'évolue pas, car par suite de l'absorption des neutrons dans la région de résonance il subsiste un nombre insuffisant de neutrons thermiques et le facteur de multiplication k des neutrons est inférieur à l'unité. Dans un réacteur hétérogène contenant une quantité importante de modérateurs, on arrive à obtenir $k > 1$ et la réaction en chaîne devient possible. Cela résulte de ce qu'une partie importante des neutrons émis par les éléments combustibles tombent sur le modérateur et après ralentissement retournent à l'état de neutrons thermiques dans les éléments combustibles où ils provoquent de nouvelles fissions.

Le premier réacteur nucléaire a été construit par Fermi à Chicago

en 1942 (« pile de Fermi »). C'était un réacteur hétérogène comportant 45 t d'uranium naturel et 450 t de graphite. Sa puissance initiale était égale à 200 W ($k = 1{,}0006$). Par la suite ce réacteur a été démonté puis reconstruit afin de porter sa puissance à 100 kW. Le premier réacteur européen, qui a été construit en U.R.S.S. sous la direction de I. Kourtchatov et démarra en décembre 1946, avait des paramètres semblables à ceux de la pile de Fermi. Il contenait 50 t d'uranium naturel et 500 t de graphite. Sa puissance nominale était de 10 kW, mais pouvait être portée de 4000 kW.

Si le cœur ne contient pas de modérateur, la plupart des fissions sont provoquées par des neutrons rapides d'énergie $\mathscr{E} \gtrsim 10$ MeV. On peut réaliser aussi des réacteurs à neutrons intermédiaires ayant une énergie comprise entre 1 et 1000 keV.

6. La durée de vie τ d'une génération de neutrons dépend largement du milieu remplissant le cœur du réacteur et varie de 10^{-3} jusqu'à 10^{-8} s. Ce temps étant très bref, il importe de contrôler de façon très précise la condition $k = 1$. Supposons, par exemple, que $k = 1{,}01$ et que $\tau = 10^{-3}$ s, ce qui est le cas le plus favorable. En l'espace d'une seconde se succéderaient alors $1/10^{-3} = 1000$ générations de neutrons et le nombre de neutrons s'accroîtrait de $1{,}01^{1000} \approx$ $\approx 20\,000$ fois, ce qui déterminerait une explosion colossale.

Heureusement le contrôle du réacteur est grandement facilité par l'existence des *neutrons retardés*. Nous noterons maintenant k_i le facteur de multiplication des neutrons dont il a été question jusqu'ici et nous l'appellerons facteur de multiplication des neutrons instantanés. Ce facteur ne tient pas compte de la multiplication supplémentaire due aux neutrons retardés. Supposons pour simplifier qu'il n'existe qu'une seule sorte de neutrons retardés qui apparaissent au bout d'un temps T après la fission. Soit N_0 le nombre total de neutrons existant à l'instant initial. Au bout du temps $n\tau$, juste avant l'apparition des neutrons retardés, le nombre de neutrons instantanés est devenu égal à $N_0k_i^n$, n étant le nombre de générations de neutrons. A l'instant $T = n\tau$ apparaissent les neutrons retardés dont l'émission survient avec un retard par rapport à l'instant de la fission. Nous noterons βN_0 le nombre de ces neutrons, β étant un petit nombre fractionnaire ($\beta \approx 0{,}64$ %). A l'instant T le nombre total de tous les neutrons sera donc égal à $N = N_0k_i^n + \beta N_0$. Le rapport N/N_0 pourrait être appelé *facteur de multiplication total* et désigné par la lettre k. Ainsi

$$k = k_i^n + \beta. \tag{95.7}$$

La formule suppose que la séquence des générations de neutrons se répète périodiquement après des intervalles de temps égaux à T.

Posons $k = 1 + \beta \approx 1{,}0064$. On a alors $k_i = 1$. Cela signifie que le processus de multiplication dû aux neutrons instantanés est stationnaire et que la divergence de la chaîne n'est acquise que par

l'appoint des *neutrons retardés*; c'est cet appoint qui assure périodiquement une multiplication des neutrons de $k \approx 1,0064$ fois au bout du temps T. Au bout d'un temps égal à $10\,T$, le nombre de neutrons s'accroîtra de $k^{10} \approx 1,066$ fois. La période de désintégration moyenne des fragments de fission qui émettent les neutrons retardés est d'environ 9 secondes, comme le prouve un calcul simple se fondant sur les données du tableau 19. En conséquence, la vie moyenne d'une génération de neutrons est égale à $T \approx 9/\ln 2 \approx 13$ secondes. Ainsi, au bout de 13 secondes, le nombre de neutrons n'augmentera que de 1,0064 fois et au bout de 130 secondes, de 1,066 fois. L'accroissement du nombre de neutrons sera encore plus lent lorsque $1 < k < 1,0064$. Une multiplication aussi lente des neutrons facilite grandement le contrôle du réacteur. Un accroissement catastrophique du nombre de neutrons ne surviendrait que si k devenait, même légèrement, plus grand que la valeur 1,0064, car dans ces conditions la multiplication concernerait les neutrons instantanés. (Bien entendu, dans le cas des réacteurs réels, la valeur 1,0064 ne doit être considérée que comme un jalon grossier, car cette valeur a été obtenue pour un modèle très simplifié puisqu'on a admis qu'il n'y avait qu'une seule sorte de neutrons retardés provoquant la fission des noyaux à intervalles de temps T réguliers.)

En règle générale, le contrôle des réacteurs à neutrons thermiques est assuré à distance grâce au déplacement des barres de contrôle dans le cœur. Les barres de contrôle sont fabriquées avec des matériaux ayant des sections efficaces de capture très importantes: cadmium, carbure de bore, etc. L'absorption des neutrons est principalement assurée par les isotopes de cadmium ^{113}Cd et de bore ^{10}B dont les sections efficaces de capture des neutrons thermiques sont respectivement égales à $2\cdot10^4$ et $4\cdot10^3$ barns. Lorsqu'on enfonce les barres de contrôle dans le cœur du réacteur, on augmente le nombre des neutrons absorbés, ce qui ralentit ou même stoppe la réaction en chaîne. Lorsqu'on les retire, le taux d'absorption des neutrons diminue et la réaction en chaîne s'intensifie. On peut donc contrôler la puissance du réacteur et la maintenir à un niveau requis.

Comme les neutrons rapides sont relativement peu absorbés par les barres de contrôle, le contrôle des petits réacteurs à neutrons rapides est assuré en approchant ou en éloignant du cœur un réflecteur de neutrons.

7. La fission des noyaux s'accompagne d'une libération d'énergie calorifique dans le cœur du réacteur. La quantité d'énergie calorifique libérée dans l'unité de temps représente la *puissance du réacteur*. Comme chaque acte de fission libère une énergie de ~ 200 MeV $= 3,2\cdot10^{-11}$ J, une puissance de 1 MW correspond à $10^6 : (3,2\cdot10^{-11}) \approx 3\cdot10^{16}$ actes de fission par seconde. L'évacuation de la chaleur dégagée dans le cœur du réacteur est assurée par un *fluide caloporteur* qui, dans le cas de réacteurs énergétiques, doit

transporter avec le moins de pertes possibles l'énergie calorifique vers des échangeurs de chaleur et les groupes turbo-alternateurs. Dans le cas des réacteurs à neutrons lents, lorsque les flux de chaleur ne sont pas très importants, le fluide caloporteur peut être de l'eau, de la vapeur d'eau, de l'air, de l'azote, du gaz carbonique, etc. Dans le cas des réacteurs de grande puissance, où le cœur est échauffé jusqu'à $\sim$300 °C, l'ébullition de l'eau complique son utilisation en qualité de caloporteur, car il faut la faire travailler sous pression élevée. Dans les réacteurs à neutrons rapides où la quantité d'énergie libérée est énorme (près de 0,5 kW par cm^3), on utilise en qualité de caloporteur du sodium liquide.

8. Lorsque le réacteur fonctionne, le cœur émet un puissant flux de neutrons ($\sim 10^{13}$ neutrons par cm^2 et par seconde; dans le cas de réacteurs fonctionnant en régime d'impulsions d'une durée de 0,1 s, la puissance instantanée du réacteur atteint 10^5 MW et la densité du flux de neutrons atteint $\sim 10^{18}$ neutrons par cm^2 et par seconde). Le cœur rayonne aussi un flux de rayons γ émis lors des désintégrations β des noyaux radioactifs et ayant une puissance du même ordre de grandeur. Ce sont des valeurs près de 100 milliards de fois supérieures aux normes de sécurité. La protection doit affaiblir fortement les deux flux pour qu'ils ne dépassent pas ces normes de sécurité. Les meilleurs matériaux pour la protection contre les rayons γ sont ceux qui ont un grand numéro atomique Z. Pour la protection contre les neutrons, outre les matériaux à grand pouvoir absorbant, il faut disposer de modérateurs efficaces, car les neutrons rapides possèdent un grand pouvoir de pénétration. En qualité de modérateurs on utilise des éléments légers et en qualité d'absorbeurs, des éléments lourds (fer, plomb, etc.). Il faut prévoir un système de protection contre les rayons γ secondaires (rayonnement dur) qui accompagnent les processus de capture radiative (n, γ) par les noyaux de l'écran de protection. Le béton à armature de fer assure une protection effective contre les neutrons et contre les rayons γ secondaires.

9. La figure 167 représente la vue en coupe (représentation schématique) d'un réacteur nucléaire hétérogène. (Le caloporteur n'est pas représenté.)

Donnons à titre d'exemple quelques données relatives au cœur du réacteur hétérogène de la première centrale atomique du monde qui a été mise en exploitation à Obninsk (U.R.S.S.) en 1954. Le cœur du réacteur se présente sous la forme d'un corps cylindrique de 1,5 $\times$ 1,7 m. Dans les canaux du modérateur en graphite sont introduits 128 éléments combustibles contenant près de 550 kg d'uranium enrichi à 5 %. Le caloporteur est l'eau. La puissance de la centrale est égale à 5 MW. Dans les centrales de grande puissance la quantité de combustible nucléaire est des centaines de fois plus grande.

10. Pendant le fonctionnement d'un réacteur nucléaire il se

produit une accumulation de fragments de fission et la formation d'éléments transuraniens, principalement de plutonium. L'accumulation de déchets radioactifs constitue ce que l'on appelle l'*empoisonnement du réacteur* et l'accumulation de déchets non radioactifs est appelée *formation de cendres*. L'empoisonnement du réacteur est surtout dû à l'isotope de xénon ^{135}Xe qui possède la plus grande section efficace d'absorption ($2,6 \cdot 10^6$ barns). La majeure partie de cet isotope se forme dans la désintégration β de l'isotope d'iode ^{135}I ($T_{1/2} = 6,8$ h). L'isotope ^{135}Xe subit à son tour une transition β de période $T_{1/2} = 9,2$ h et se transforme en l'isotope de césium ^{135}Cs

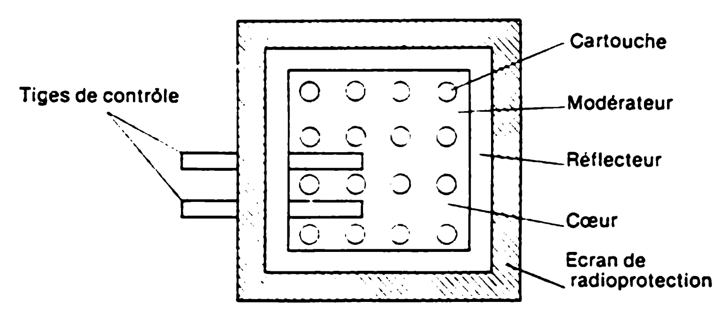


Fig. 167

qui est pratiquement stable. L'empoisonnement et la formation de cendres réduisent le facteur de multiplication k et par voie de conséquence diminuent la puissance thermique du réacteur. Pour accroître la durée d'exploitation des éléments combustibles qu'on introduit dans le cœur du réacteur, les barres de contrôle sont initialement enfoncées profondément, puis à mesure que le combustible nucléaire est consumé, on les relève. Le remplacement des éléments combustibles est contrôlé à distance depuis le poste de commande.

11. Suivant la destination et la puissance, on distingue plusieurs types de réacteurs nucléaires.

1) *Réacteurs d'expérience.* Leur puissance n'excède pas quelques kW et ils sont destinés à l'étude et à la mesure des différentes grandeurs physiques (ν, η, ε, etc.) dont la connaissance est indispensable pour l'étude et l'exploitation d'autres types de réacteurs.

2) *Réacteurs pour recherches scientifiques.* Leur puissance ne dépasse pas 100 MW et l'énergie libérée n'est généralement pas utilisée. Les flux de neutrons et de rayons γ émis par le cœur du réacteur sont utilisés pour les recherches en physique nucléaire, en physique du solide, en chimie sous rayonnements, en biologie, pour les essais de la tenue des matériaux dans les flux de neutrons, etc. Les réacteurs à impulsion servent aussi à la recherche.

3) Réacteurs servant à la fabrication de *nouveaux transuraniens fissiles* et *isotopes radioactifs.*

4) *Réacteurs énergétiques.* Ils sont utilisés pour la production d'énergie électrique, d'énergie calorifique, pour la propulsion des navires, pour le dessalement de l'eau de mer, etc. La puissance calorifique des réacteurs énergétiques modernes atteint 3 à 5 GW.

Les réacteurs nucléaires diffèrent également par la nature du combustible nucléaire (uranium naturel et faiblement enrichi, isotope d'uranium fissile pur), par la composition chimique du combustible nucléaire (uranium métallique, UO_2, UC, etc.), par la nature du modérateur (C, H_2O, D_2O, Be, BeO, hydrures métalliques, absence de tout modérateur), par la nature du fluide caloporteur (H_2O, gaz, D_2O, liquides organiques, métaux fondus). Les réacteurs les plus utilisés sont les réacteurs hétérogènes à neutrons thermiques avec modérateurs en C, H_2O, D_2O et à fluides caloporteurs tels que H_2O, gaz, D_2O.

12. Déjà de nos jours, une grande importance revient aux *surgénérateurs*, mais leur importance ira croissant dans les années à venir et finalement les surgénérateurs surclasseront les autres types de réacteurs. Un surgénérateur est un réacteur qui produit de l'énergie tout en assurant le *couvage* de matières fissiles. Les cycles de couvage sont fondés sur les réactions nucléaires (94.2) et (95.1). Dans la première de ces réactions le noyau ^{238}U, qui n'est pas fissile par les neutrons thermiques, est transformé en noyau ^{239}Pu. Dans la réaction (95.1) le noyau ^{232}Th, qui ne subit pas de fission par les neutrons thermiques, est transformé en noyau ^{233}U. Or ^{239}Pu et ^{233}U sont de meilleurs combustibles que ^{235}U. Il est essentiel que la séparation de ^{239}Pu de son mélange avec ^{238}U, ainsi que celle de ^{233}U d'avec ^{232}Th, s'effectuent par un procédé chimique plus rapide et moins coûteux que les procédés physiques de séparation des isotopes.

On appelle *taux de régénération* K_r d'un surgénérateur le rapport du taux de production de noyaux fissiles au taux de combustion des noyaux fissiles initiaux. Pour que $K_r > 1$, il faut qu'à chaque neutron absorbé par un noyau fissile initial plus de deux nouveaux neutrons soient générés ($\eta > 2$) dont l'un sera utilisé pour l'entretien de la réaction nucléaire. En fait, par suite de l'absorption des neutrons par les matériaux de construction et par les produits de fission, il faut que $\eta > 2,2$ à 2,3. Avec les isotopes ^{235}U et ^{239}Pu, le couvage du combustible nucléaire n'est pratiquement réalisable qu'avec des neutrons rapides, car avec les neutrons thermiques la valeur de η est très peu différente de 2 ($\eta = 2,07$ pour ^{238}U et $\eta = 2,11$ pour ^{239}Pu). Avec les neutrons rapides η est notablement supérieur à 2 (respectivement 2,3 et 2,7). Avec ^{233}U η est assez grand (2,28) avec les neutrons thermiques et n'augmente que faiblement (jusqu'à 2,45) avec les neutrons rapides. C'est pourquoi le couvage nucléaire avec ^{233}U pourrait être réalisé dans les réacteurs thermiques.

Actuellement on utilise dans les surgénérateurs de l'uranium fortement enrichi en ^{235}U (jusqu'à 30 %), mais à l'avenir, à mesure qu'augmentera le stock de plutonium-239, le combustible nucléaire sera constitué par un mélange d'uranium naturel et de plutonium. Le thorium ^{232}Th n'a pas encore trouvé d'application en qualité de matière fertile pour la production de noyaux fissiles de ^{233}U. On ne connaît pas de gisement important de thorium et la technologie de son extraction des minerais est plus compliquée que celle de l'uranium. En perspective on devra utiliser largement le thorium vu qu'il est des dizaines de fois plus abondant sur Terre que l'uranium.

Dans les surgénérateurs le cœur est entouré par une couche de matière fertile (*zone de régénération*). Comme fluide caloporteur on utilise du sodium liquide qui ne ralentit pratiquement pas les neutrons mais évacue fort bien la chaleur.

Les réacteurs à neutrons thermiques peuvent « consumer » 0,5 à 1 % d'uranium. L'utilisation des surgénérateurs augmente ce nombre des dizaines de fois.

13. Pour conclure, examinons les motivations du développement de l'énergétique nucléaire. Au début de notre siècle, la consommation mondiale d'énergie a doublé en 50 ans. Au milieu du siècle, elle a doublé en 30 ans et maintenant elle doit doubler en 10 à 15 ans. Actuellement près de 70 % de l'énergie consommée dans le monde est produite aux dépens du pétrole et du gaz naturel. Or les réserves de pétrole et de gaz sont limitées. Compte tenu de la croissance de la consommation d'énergie, les ressources en combustible fossile peuvent être épuisées en 20 ou au maximum en 50 ans. Il serait d'ailleurs raisonnable d'utiliser le pétrole et le gaz naturel comme matière première pour la production de produits chimiques, de matières plastiques, de protéines par synthèse microbiologique, etc. Dans quelle voie doit-on s'engager pour surmonter la crise énergétique montante?

Il est indispensable de restructurer l'énergétique. En premier lieu il faut utiliser plus largement la houille dont les réserves sont plus importantes que celles des autres combustibles fossiles. A l'avenir on devra utiliser plus largement l'énergie nucléaire. Selon les estimations il n'y a que près de 4 millions de tonnes d'uranium relativement bon marché et convenant à son utilisation en énergétique. Actuellement les centrales nucléaires consomment presque exclusivement l'uranium-235 et près de 1 % seulement d'uranium-238 est introduit dans le cycle de production. Ces ressources seront épuisées presque simultanément avec celles des gisements de pétrole et de gaz. Le développement des surgénérateurs modifie la situation puisque dans ces réacteurs chaque kilogramme d'uranium naturel peut fournir 30 à 40 fois plus d'énergie que les réacteurs ordinaires à neutrons thermiques. On peut donc utiliser non seulement l'uranium bon marché mais aussi l'uranium cher et le thorium. Ainsi

les dizaines de millions de tonnes d'uranium contenus, par exemple, dans l'eau des océans, dans les minerais d'uranium pauvres, dans les roches, ainsi que des centaines de milliards de tonnes de thorium viendront s'ajouter aux ressources de combustible nucléaire. Ces ressources pourraient être exploitées pendant plusieurs milliers d'années. Une solution cardinale pour éviter la crise énergétique serait l'exploitation de l'énergie thermonucléaire, mais les recherches entreprises à ce sujet n'ont pas encore abouti. Nous en reparlerons au § 98.

Un des problèmes posés par l'exploitation des centrales nucléaires est l'accumulation des déchets radioactifs. Afin d'éviter la pollution de l'environnement il faut entreposer les déchets radioactifs dans des conditions de sécurité. C'est un problème technique fort difficile mais qui peut trouver des solutions satisfaisantes quelle que soit la production d'énergie. Les recherches montrent d'ailleurs que la pollution de l'environnement par les carburants fossiles est notablement plus grande que celle causée par les centrales atomiques.

§ 96. La pile fossile d'Oklo

1. En 1972, au cours d'une analyse par spectrographie de masse à l'usine de Pierrelatte (France), où l'on réalise l'enrichissement du combustible nucléaire par diffusion gazeuse de l'hexafluorure d'uranium (UF_6), on a constaté que la matière première contenait 0,717 % d'atomes d'uranium-235 tandis que dans les minerais terrestres, dans les météorites et dans le sol lunaire la teneur en U-235 était plus grande — 0,72 %. Le minerai d'uranium fourni à l'usine de Pierrelatte provenait des mines d'Oklo dans le Gabon, non loin de Franceville. Par la suite on découvrit que dès 1970-1972 l'usine recevait du minerai contenant jusqu'à 20 % d'uranium dont la teneur en U-235 n'était que de 0,64 %. Comme les portions de minerai étaient mélangées pendant l'extraction, l'appauvrissement en uranium-235 pouvait être encore plus important dans certains échantillons. Au total la quantité d'uranium appauvri qui a été utilisé dans les réactions de fission a été de 700 tonnes, le déficit en uranium-235 (qui est passé inaperçu au début) a été de 200 kg environ. L'analyse isotopique des échantillons d'uranium notablement appauvris en uranium-235 a permis de mettre en évidence des écarts notables par rapport à la distribution naturelle des isotopes des terres rares, qui résultent justement de la fission des noyaux d'uranium.

En appliquant la méthode de la détermination de la teneur de plomb dans le minerai d'uranium, on a trouvé que le gisement d'Oklo s'est formé il y a $1{,}8 \times 10^9$ ans. Les géologues supposent que dans le delta d'un fleuve ancien s'est constituée par sédimentation une couche de grès à forte teneur d'uranium, d'une épaisseur de 4 à 10 mètres et de 600 à 900 mètres de large. Au-dessous de cette couche il y avait des roches de basalte qui se sont affaissées de plusieurs kilomètres sous l'action de phénomènes tectoniques. Cet affaissement a provoqué la cassure du filon d'uranium et l'eau s'est infiltrée dans les fentes. Il y a plusieurs dizaines de millions d'années le gisement est remonté à la surface dans la position actuelle. Dans le gisement dont la concentration pondérale moyenne de l'uranium est égale à 0,5 % on a trouvé 6 lentilles argileuses, i.e. des formations de 10 à 20 mètres et d'une épaisseur de l'ordre du mètre, dans lesquelles la concentration d'uranium atteint 20 à 40 % et même davantage. Ces lentilles à très haute teneur d'uranium se sont probablement formées sous l'action des eaux de filtration, quoiqu'on ne connaisse pas les détails de ce processus.

2. Les mines d'uranium d'Oklo ressemblent quelque peu à un réacteur nucléaire hétérogène. Le rôle d'éléments combustibles y est assumé par les lentilles riches en uranium, et celui de modérateur par les eaux souterraines se trouvant entre les lentilles. Dans cette mine l'évolution d'une réaction en chaîne aurait été impossible si la composition isotopique de l'uranium était la même que celle de l'uranium naturel contemporain. En effet, aujourd'hui la réaction en chaîne n'évolue plus dans la mine. La période de l'uranium-238 ($4,5 \times \times 10^9$ ans) est plus longue que celle de l'uranium-235 ($7,1 \cdot 10^8$ ans). Un calcul simple montre qu'il y a $1,8 \cdot 10^9$ ans la teneur en atomes de l'isotope ^{235}U devait représenter $\sim$ 3,1 % du nombre total d'atomes d'uranium. Avec cet uranium enrichi, en présence d'eau jouant le rôle de modérateur, le facteur de multiplication k_∞ pouvait fort bien atteindre la valeur critique $k_\infty = 1$ et même la dépasser. Dans ces conditions, à une époque reculée, une réaction en chaîne a bien pu se déclencher spontanément.

La durée de fonctionnement de la pile fossile d'Oklo a été évaluée en se fondant sur la quantité de plutonium-239 qui s'est formé. On a trouvé que sa durée de fonctionnement a été de $\sim$ 0,6 à 0,8 millions d'années. Cette évaluation est sujette à caution puisque la part de fissions de ^{239}Pu rapportée au nombre total de fissions n'est que de quelques pour cent et elle est donc comparable à la part de fissions de ^{238}U provoquée par les neutrons rapides.

La quantité totale d'énergie libérée dans le réacteur d'Oklo est estimée à $1,5 \cdot 10^4$ MW·ans. La même quantité d'énergie est produite en l'espace de 2,3 ans, pleine charge, par deux groupes de la centrale atomique de Léningrad. Si l'on pose que la durée moyenne de fonctionnement de la pile fossile d'Oklo a été de 0,6 millions d'années, la puissance moyenne de l'énergie produite n'a été que de 25 kW. Cela correspond à un flux moyen de neutrons thermiques dans le réacteur ne dépassant pas 10^8 neutrons/cm^2·s.

La réaction en chaîne, qui était auto-entretenue à Oklo, n'avait pas un caractère violent, avec grondement, souffles de vapeur, etc. La réaction évoluait lentement, dans la mine la température ne s'élevait jamais au-dessus de 300 à 600 °C, car la pile fossile était un système à auto-régulation. Lorsque la température s'élevait, l'eau s'échappait du cœur du « réacteur », ce qui réduisait le nombre de neutrons thermiques et entraînait une atténuation ou même un blocage de la réaction. La mine commençait alors à se refroidir et se remplissait à nouveau d'eau qui ralentissait les neutrons. Cela créait les conditions favorisant le démarrage et l'entretien des réactions en chaîne, ce qui provoquait une élévation de la température. L'eau s'échappait à nouveau du réacteur et la réaction déclinait. Puis le cycle recommençait.

3. Ces données témoignent de l'existence, aux époques reculées, de réacteurs nucléaires naturels, mais on est loin de connaître ces processus en détail. Par exemple, on a décelé dans la pile fossile, parmi les produits de fission, des isotopes de xénon ^{131}Xe, ^{132}Xe et ^{134}Xe qui s'y trouvent en quantités légèrement supérieures à celles qui se forment lors de la fission de ^{235}U provoquée par les neutrons thermiques. On ignore encore la cause de ces différences.

§ 97. Utilisation des antineutrinos pour le contrôle des réacteurs nucléaires

1. Il a été établi dans les expériences de Reines et Cowan (cf. § 74) que la section efficace de la transition β inversée (74.12) est égale, pour les antineutrinos issus du réacteur nucléaire (ce sont des antineutrinos de faible énergie), à $\sigma = 10^{-43}$ cm^2 environ. Pour fixer les idées, imaginons qu'un faisceau plan-parallèle d'antineutrinos se propage dans du fer, et supposons que leur absorption résulte uniquement de la réaction (74.12). Une mole contient $\approx 6 \cdot 10^{23}$ atomes,

i.e. $26 \cdot 6 \cdot 10^{23}$ protons (26 est le numéro atomique du fer). Comme la masse atomique du fer est égale à 56 et que sa densité est égale à 7,8 g/cm³, 1 cm³ de fer contient $n = \frac{7,8}{56} \cdot 26 \cdot 6 \cdot 10^{23} = 2,2 \cdot 10^{24}$ protons. Si le milieu (fer) dans lequel se propagent les antineutrinos est homogène, on peut récrire la formule (65.3) sous la forme

$$dN/N = -n\sigma l,$$

où l est le chemin que les antineutrinos parcourent dans le fer. Déterminons la longueur l du chemin que doit parcourir le faisceau pour que la millionième partie de tous les antineutrinos soit absorbée. En posant $|dN/N| = 10^{-6}$, on tire de la formule ci-dessus

$$l = \frac{1}{n\sigma} |dN/N| = 45 \cdot 10^{11} \text{ cm} = 45 \cdot 10^{6} \text{ km}.$$

Cela signifie que si un faisceau de 10^6 antineutrinos traverse une épaisseur de fer de 45 millions de kilomètres (c'est à peu près le tiers de la distance de la Terre au Soleil), le faisceau ne perdra en moyenne qu'un seul antineutrino. Si l'on prend une épaisseur de fer de $45 \cdot 10^{12}$ km ($\sim$5 années de lumière), l'intensité du faisceau d'antineutrinos diminuera en tout de e fois. Ces évaluations ne laissent, semble-t-il, aucun espoir de trouver des applications pratiques pour les neutrinos et les antineutrinos.

Néanmoins il existe une possibilité de les faire travailler pour nos besoins, car l'infime absorption des antineutrinos dans la matière peut être contrebalancée par l'utilisation des faisceaux d'antineutrinos de très grande puissance issus des grands réacteurs nucléaires. Supposons par exemple que le détecteur d'antineutrinos se présente sous la forme d'un cube dont l'arête a un mètre de longueur, formé d'une matière qui absorbe les antineutrinos comme le fer (nous faisons cette hypothèse pour ne pas recommencer les calculs donnés plus haut). Supposons que 10^{21} antineutrinos traversent le détecteur en l'espace de 24 heures (c'est ce que peut assurer un grand réacteur moderne). En comparaison de l'exemple donné plus haut, l'épaisseur du détecteur est $45 \cdot 10^9$ fois plus petite, tandis que le nombre d'antineutrinos est augmenté de $10^{21} : 10^6 = 10^{15}$ fois. Le nombre d'événements de transition β inversée qui peuvent être détectés par jour est égal à $1 \cdot \frac{10^{15}}{45 \cdot 10^9} \sim 2 \cdot 10^4$. Or un nombre aussi important d'événements peut être enregistré à l'aide d'un détecteur de dimensions beaucoup plus petites.

2. En U.R.S.S. à la centrale atomique de Rovno, fonctionne depuis 1982 un laboratoire neutrinique. La partie principale du laboratoire est une pièce de 6,5 × 6,5 m et de 3,5 de hauteur, qui est disposée juste au-dessous du réacteur nucléaire à une distance

de 19,2 m du cœur de celui-ci. Cette pièce est protégée contre les flux de particules issues du réacteur par plusieurs couches de béton lourd, d'acier et d'eau. De par son pouvoir absorbant cette protection équivaut à une couche d'eau de 30 m d'épaisseur. Le détecteur se présente sous la forme d'un réservoir contenant 235,5 litres d'un scintillateur organique, la décaline $C_{10}H_{18}$, riche en hydrogène et contenant une petite quantité de gadolinium qui absorbe les neutrons.

Lors de la désintégration β des fragments de fission se trouvant dans le cœur du réacteur, les neutrons sont transformés en protons avec émission d'électrons et d'antineutrinos ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$). Ce sont ces antineutrinos qu'il s'agit de détecter. Le principe de détection est pratiquement le même que celui qui a été utilisé dans les expériences de Reines et Cowan (cf. § 74). L'interaction de l'antineutrino avec un proton ($\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$) (réaction inverse à la transition β) donne naissance au sein du scintillateur à un neutron et à un positon. Ce dernier s'annihile presque instantanément avec un électron, ce qui donne naissance à une scintillation. Le neutron est capturé au bout de 10^{-8} s par un noyau de gadolinium avec émission d'un proton γ, ce qui produit une seconde scintillation. La lumière des scintillateurs tombe sur des photomultiplicateurs (24 en tout) qui génèrent des signaux qui sont dirigés vers des dispositifs électroniques. Si la réaction est bien due à un antineutrino, deux scintillations doivent alors apparaître l'une après l'autre dans le scintillateur du détecteur au bout d'un temps court.

En 24 heures, le détecteur enregistre près de 1000 paires de scintillations. La difficulté réside en ce qu'au cours du même temps le détecteur est submergé par l'impact d'un nombre colossal de neutrons et de photons γ qui génèrent tous un certain signal. Le problème consiste à sélectionner les signaux relativement faibles des neutrinos sur un fond touffu de tous ces signaux. Ce problème a trouvé une excellente solution fondée sur la technique dite des « coïncidences retardées »; il s'agit d'un circuit de coïncidence qui ne délivre une impulsion de sortie que si les deux impulsions cherchées lui parviennent dans un intervalle de temps donné. Ainsi l'impulsion utile non seulement ne risque pas d'être perdue, mais surpasse en intensité les bruits de fond.

3. On a déjà indiqué au § 74 que la réaction inverse de la transition β ($\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$) est exothermique. En effet la somme des masses du neutron et du positon (939,5731 + 0,5110034 MeV) est supérieure à la masse du proton (938,2796 MeV) de 1,8045 MeV. Le défaut de masse du proton doit être compensé aux dépens de l'énergie de l'antineutrino $\bar{\nu}$. La réaction ne peut être initiée que par un antineutrino dont l'énergie est supérieure à 1,8 MeV. Dans le spectromètre à neutrinos, on mesure l'énergie du positon qui est égale à l'énergie de l'antineutrino diminuée de 1,8 MeV. Cela permet

de déterminer le spectre énergétique du flux d'antineutrinos émis par le cœur du réacteur et tombant sur le détecteur.

Comme le nombre d'antineutrinos émis est proportionnel au nombre de noyaux ayant subi la fission, la mesure de ce nombre permet de déterminer la quantité d'énergie libérée dans le réacteur. D'autre part, comme les compositions spectrales du flux d'antineutrinos provenant des fragments de fission de l'uranium et du plutonium sont nettement différentes, l'étude des spectres permet de contrôler directement l'accumulation du plutonium au fur et à mesure de sa formation. Au démarrage du réacteur, le spectre d'antineutrinos est dû uniquement aux fragments de fission de l'uranium-235. Par la suite, à mesure que croît la quantité de plutonium, la contribution de ce dernier à la structure du spectre augmente en proportion.

Pour illustrer ces considérations, indiquons quelques résultats des mesures à la centrale atomique de Rovno. On enregistrait durant une semaine le flux d'antineutrinos sortant du réacteur. Simultanément on déterminait sa puissance moyenne par une méthode thermique. Pendant cette période le réacteur a produit, selon la méthode de mesure neutrinique, 9,79 GW·jours d'énergie, et 9,64 GW·jours selon la méthode thermique (la quantité de combustible nucléaire consommée est respectivement égale à 9,41 et 9,27 kg). L'avantage de principe de la méthode neutrinique réside en ce qu'elle n'exige aucun contact direct avec la matière fissile, et les mesures se font à distance. Il est probable que cette méthode deviendra un jour la principale source d'information concernant les réactions en chaîne évoluant dans le cœur des réacteurs nucléaires.

§ 98. Le problème des réactions thermonucléaires

1. L'énergie de liaison du noyau rapportée à un nucléon augmente d'abord de façon régulière avec le numéro atomique (à condition de négliger ses variations irrégulières), atteint sa valeur maximale à proximité du noyau de fer, puis commence à décroître de façon régulière (fig. 121). Cela signifie que la fusion des noyaux légers et la fission des noyaux lourds renforcent, en règle générale, la liaison entre les nucléons. Il s'ensuit que la fission des noyaux lourds et la fusion des noyaux légers doivent libérer de l'énergie. Les paragraphes 94 et 95 ont été consacrés au premier de ces phénomènes et à son utilisation pratique dans les centrales nucléaires. La fission du noyau ^{235}U libère une énergie de $\sim$0,85 MeV par nucléon.

Parmi les réactions de fusion des noyaux légers, les plus intéressantes sont les suivantes:

$$d + d \begin{array}{l} \nearrow {}^{3}\mathrm{He} + n + 3{,}27\ \mathrm{MeV}, \\ \searrow t + p + 4{,}03\ \mathrm{MeV}. \end{array} \qquad (98.1)$$

$$\mathrm{d} + \mathrm{t} \rightarrow {}^4\mathrm{He} + \mathrm{n} + 17{,}59\ \mathrm{MeV} \tag{98.2}$$

(cf. § 64, problème 2). Il existe beaucoup d'autres réactions nucléaires de fusion qui sont exothermiques, par exemple

$${}^3\mathrm{He} + \mathrm{d} \rightarrow {}^4\mathrm{He} + \mathrm{p} + 18{,}3\ \mathrm{MeV}, \tag{98.3}$$

$${}^6\mathrm{Li} + \mathrm{p} \rightarrow {}^4\mathrm{He} + {}^3\mathrm{He} + 4\ \mathrm{MeV}, \tag{98.4}$$

et qui à l'avenir pourraient être utilisées pour résoudre le problème de l'énergie thermonucléaire. Néanmoins, aujourd'hui, l'intérêt porte surtout sur la réaction (98.2) puis sur la réaction (98.1), car ces réactions concernent les noyaux les plus légers, ce qui facilite l'obtention et l'utilisation de l'énergie libérée.

Si l'on considère la branche supérieure de la réaction dd (98.1), la quantité d'énergie libérée par nucléon est égale à 3,27/4 MeV; pour la branche inférieure de (98.1) cette quantité d'énergie est égale à 4,3/4 MeV. Comme les probabilités des deux voies possibles de la réaction dd sont sensiblement égales, la quantité moyenne d'énergie libérée par nucléon dans la réaction dd est égale à $^1/_2\,(3{,}27/4 + 4{,}03/2) \approx 0{,}9$ MeV, i.e. une énergie comparable à celle qui accompagne la fission d'un noyau lourd. L'énergie par nucléon libérée dans la réaction dt (98.2) est égale à $17{,}59/5 \approx 3{,}52$ MeV. Mais dans ce dernier cas 3,52 MeV seulement reviennent aux particules chargées ^{4}He, et 14,07 MeV sont emportés par les neutrons. L'énergie des particules chargées peut être transformée en énergie électrique à un taux beaucoup plus élevé que l'énergie des neutrons (cf. sous-paragraphe 5).

L'énergie par nucléon libérée par la réaction (98.3) est égale à 3,66 MeV et celle libérée par la réaction (98.4) est égale à 0,57 MeV. Les produits de ces réactions sont des particules chargées non radioactives, ce qui du point de vue de l'énergétique est un avantage incontestable (voir sous-paragraphe 5). Mais ces réactions sont plus difficiles à réaliser que les deux premières et nous ne les envisagerons pas dans ce qui suit.

Comme dans le cas de la fission des noyaux lourds la fusion des noyaux légers s'accompagne d'une libération d'énergie qui est des millions de fois plus grande que la chaleur dégagée par la combustion chimique des combustibles tels que la houille, le pétrole, etc. Malheureusement, jusqu'ici, on n'a réussi à libérer cette énergie en quantité macroscopique que dans la bombe à hydrogène où les réactions (98.1) et (98.2) donnent lieu à des explosions monstrueuses et sont donc absolument incontrôlables. Pour pouvoir utiliser l'énergie de ces réactions à des fins pacifiques, il faut qu'elles évoluent assez lentement et de façon contrôlable. Le problème que cela pose a été intitulé problème de la *fusion thermonucléaire contrôlée*. En U.R.S.S., aux U.S.A. et dans d'autres pays, des recherches sont activement poursuivies depuis 1951. En U.R.S.S. ces recherches

furent entreprises sous l'impulsion de L. Artsimovitch (1909-1973) et sont poursuivies à l'Institut d'énergie atomique Kourtchatov. Jusqu'à présent la fusion contrôlée n'a pas encore été réalisée, mais les spécialistes pensent que ce sera fait à la fin du XXe ou au début du XXIe siècle. Une étude quelque peu détaillée de ce problème dépasse largement le cadre de cet ouvrage, aussi n'en donnerons-nous qu'un aperçu général et assez superficiel.

2. Les deux réactions (93.1) et (93.2) font intervenir des noyaux positivement chargés entre lesquels s'exercent des forces de répulsion coulombiennes. Pour initier ces réactions il faut communiquer aux partenaires des énergies cinétiques suffisantes pour qu'ils puissent s'approcher l'un de l'autre à une distance de l'ordre de 10^{-11} cm. Ce n'est qu'après que la probabilité de fusion des noyaux par *effet tunnel* devient appréciable. A mesure que le nombre de charge Z augmente, la barrière coulombienne entre les noyaux rapprochés augmente proportionnellement au produit de leurs charges. La fusion est donc d'autant plus facile à réaliser que Z est petit. C'est la raison du choix des noyaux de tritium et de deutérium pour lesquels $Z = 1$, i.e. le plus petit de tous.

On arrive à réaliser la fusion des noyaux légers en accélérant dans un accélérateur les noyaux de l'un des éléments et en les faisant tomber sur des cibles constituées par des atomes du même élément ou d'un élément différent. Cette méthode peut être utilisée et elle l'est effectivement dans les études des réactions nucléaires, mais ne convient pas du tout pour la production d'énergie nucléaire à une échelle industrielle, même si l'on utilisait des accélérateurs à courant fort. Quoique les sections efficaces des réactions de fusion augmentent rapidement avec l'accroissement de la vitesse relative des noyaux entrant en collision, elles sont toujours très inférieures aux sections efficaces des collisions atomiques. Lors des collisions l'énergie cinétique des noyaux accélérés est rapidement dissipée en provoquant l'ionisation et l'excitation des atomes de la cible. Ce qui reste de l'énergie du noyau accéléré est, dans la grande majorité des cas, bien insuffisant pour lui permettre de fusionner avec un noyau de la cible. Il s'ensuit que la presque totalité des collisions des noyaux ne donne pas lieu à des réactions nucléaires. L'énergie nucléaire qui pourrait être récoltée dans ces conditions serait infime devant l'énergie dépensée pour initier ces réactions.

On en conclut que les processus d'ionisation et d'excitation des atomes de la cible doivent être exclus. Or cela ne peut être assuré qu'au sein d'un *plasma complètement ionisé* porté à des températures extrêmement élevées, de l'ordre de 10 keV ($\sim 10^8$ K). C'est pour cette raison que la production industrielle de l'énergie libérée dans les réactions contrôlées de fusion des noyaux légers porte le nom de *problème des réactions thermonucléaires contrôlées*. Les fondements en sont l'étude, l'obtention et le contrôle de l'état de la matière, dési-

gné sous le nom de plasma. La physique du plasma représente aujourd'hui une branche indépendante et bien développée de la physique. Comme la physique du plasma ne peut être exposée dans un cours de physique générale, nous ne pouvons donner qu'un aperçu général du problème des réactions thermonucléaires.

3. Le deutérium ^2H (autre notation: D) est un isotope stable de l'hydrogène. On le trouve à l'état naturel mélangé à l'eau ordinaire sous forme de molécules D_2O et HDO. L'eau naturelle contient, par rapport au nombre total d'atomes, 0,015 % d'atomes de deutérium. Cela signifie que 18 g d'eau contiennent $N_{Av}\cdot 0{,}00015 \sim 9\cdot 10^{18}$ atomes de deutérium, et un gramme d'eau en contient $5\cdot 10^{17}$, i.e. $\sim 10^{18}$ nucléons. Etant donné que la réaction dd libère par nucléon une énergie égale à $\sim 0{,}9$ MeV, la réalisation de cette réaction dans 1 g d'eau pourrait fournir une énergie de $\sim 10^{18}\cdot 0{,}9 \approx 9\cdot 10^{17}$ MeV $\approx 1{,}5\cdot 10^5$ J. En comparaison avec l'énergie libérée par le combustible chimique, c'est là une quantité d'énergie énorme. En effet la chaleur massique de combustion de la houille est $\sim 3{,}5\cdot 10^7$ J/kg (sans tenir compte de l'oxygène). Par conséquent 250 g d'eau sont énergétiquement équivalents à 1 kg de houille. La masse de l'eau constituant les océans de la Terre est $\sim 1{,}45\cdot 10^{21}$ kg. D'après l'énergie qui y est contenue, cela équivaut à $\sim 6\cdot 10^{21}$ kg $= 6\cdot 10^{18}$ tonnes de houille, ce qui représente $\sim 1/1000$ de la masse du globe terrestre ($\approx 6\cdot 10^{21}$ t). On en conclut que le deutérium contenu dans les océans constitue une source d'énergie *pratiquement inépuisable*.

Le tritium ^3H (autre notation: T) est l'isotope radioactif de l'hydrogène avec une période $T_{1/2} = 12{,}3$ ans. Le tritium se forme en petites quantités dans l'atmosphère terrestre sous l'action des rayons cosmiques (~ 1000 à 2000 atomes T par 1 m^2 de surface terrestre et par seconde). Le tritium ainsi formé se combine à l'oxygène de l'air en donnant de l'eau superlourde. Dans l'eau naturelle le rapport du nombre d'atomes de tritium au nombre d'atomes d'hydrogène est $\sim 10^{-18}$.

On peut donc dire que par suite de sa radioactivité le tritium n'existe pas à l'état naturel. Pour pouvoir l'utiliser dans un « réacteur à fusion », il faut le fabriquer à l'aide de la réaction

$$^6Li + n \rightarrow {^3H} + {^4He} + 4{,}8 \text{ MeV} \tag{98.5}$$

qui est réalisée en irradiant l'isotope de lithium ^6Li avec des neutrons générés dans un réacteur nucléaire. Pour procéder à la fusion contrôlée selon la réaction (98.2) il faut donc prévoir la production et la reproduction du tritium. La reproduction du tritium peut être réalisée dans le réacteur à fusion puisque la réaction dt s'accompagne d'une émission de neutrons. Pour cela, selon la réaction (98.5), il faut enrober la zone de réaction d'une couche (« blanket ») de l'iso-

tope ^{6}Li de lithium. Il s'ensuit que la quantité de tritium dont on peut disposer pour les besoins de la fusion contrôlée dépend en fin de compte des ressources naturelles en deutérium et ^{6}Li (le lithium naturel contient $\sim$7,52 % de ^{6}Li et $\sim$92,48 % de ^{7}Li). Les ressources naturelles de ces éléments sont tellement importantes que compte tenu des prospectives de la consommation d'énergie, elles pourraient durer des centaines de milliers d'années.

Il convient de remarquer qu'en perspective le « blanket » pourrait être utilisé pour l'élaboration de *réacteurs combinés nucléaires-thermonucléaires*. Le réacteur thermonucléaire utilisant la réaction dd serait entouré d'un « blanket » contenant de l'uranium-238 fissible par les neutrons rapides. Les neutrons rapides générés dans la réaction dd provoqueront la fission de ^{238}U avec production du plutonium — combustible pour le réacteur nucléaire. Un réacteur thermonucléaire utilisant la réaction dt ne convient pas à cette fin puisque les neutrons qui y sont générés sont utilisés pour la reproduction du tritium.

4. Le fonctionnement des réacteurs nucléaires utilisant du combustible fissile ou celui des réacteurs thermonucléaires n'entraînent aucune consommation d'oxygène ou d'hydrocarbures et donc aucune pollution de l'atmosphère par le gaz carbonique et les autres produits de combustion. Du point de vue écologique (i.e. de la pollution de l'environnement) le réacteur thermonucléaire offre de nombreux avantages par rapport au réacteur nucléaire. Dans ce dernier s'accumulent des déchets radioactifs à périodes longues dont le stockage constitue un problème ardu. Dans le cas du réacteur thermonucléaire, ce problème est beaucoup plus facile à résoudre puisque les réactions de fusion (98.1) et (98.2) ne s'accompagnent pas de la formation de déchets radioactifs de grandes périodes. Les principaux produits de ces réactions sont les neutrons, les noyaux non radioactifs d'hélium ^{3}He et d'hydrogène et enfin les noyaux de tritium. Ce dernier est radioactif, mais il n'émet qu'une radiation ionisante de faible énergie sous forme de particules β. Le tritium est l'un des isotopes radioactifs les moins toxiques, tandis que le plutonium, qui est le combustible des réacteurs nucléaires, est un élément radioactif des plus toxiques. En outre, dans la réaction dt, le tritium est lui-même un combustible thermonucléaire, ce qui permet de le renvoyer dans le cœur du réacteur pour combustion. En procédant ainsi le temps de vie effectif du tritium se trouve ramené à 5 jours au lieu de la durée normale de 18 ans.

5. Formulons maintenant la condition générale qu'impose la loi de la conservation de l'énergie du réacteur thermonucléaire en supposant que celui-ci est le siège d'une réaction dd ou dt. Sans nous livrer à une démonstration en règle, nous n'en indiquerons que la marche générale et les résultats.

Supposons qu'on injecte dans le réacteur un plasma constitué

de deutérium pur ou d'un mélange à parts égales de deutérium et de tritium et déjà échauffé par un processus thermonucléaire. On suppose, bien entendu, que le plasma est *quasi neutre*, c'est-à-dire que les concentrations moyennes des ions positifs et des électrons négatifs sont presque égales dans n'importe quel volume macroscopique. Cette hypothèse est justifiée par le fait que la moindre violation de la quasi-neutralité donnerait naissance à d'intenses champs électriques qui ne peuvent exister dans un plasma en raison de sa grande conductibilité électrique. Dans ce qui suit nous désignerons par n le nombre d'ions positifs (et donc celui des électrons) contenus dans un centimètre cube de plasma.

Lorsque la température T du plasma est suffisamment élevée, les collisions entre les ions provoqueront, ne serait-ce que partiellement, des réactions de fusion avec libération d'énergie thermonucléaire. Il est bien évident que le nombre de ces collisions dans l'unité de volume est proportionnel à n^2 et que le coefficient de proportionnalité doit dépendre de T. La puissance de l'énergie nucléaire libérée dans l'unité de volume du cœur du réacteur peut donc s'exprimer sous la forme $P_{\text{nuc}} = f_{\text{nuc}}(T)\, n^2$, où la fonction $f_{\text{nuc}}(T)$ doit dépendre de la nature du combustible: deutérium pur ou mélange à parts égales de deutérium et de tritium.

Les produits des réactions (98.1) et (98.2) sont les particules chargées ^{3}He, t, p, ^{4}He et les neutrons ne portant aucune charge électrique. L'énergie cinétique du mouvement thermique des particules chargées peut être convertie en énergie électrique avec un rendement voisin de 1. Pour cela il suffit d'utiliser un *générateur magnéto-hydrodynamique* qui assure la conversion directe de l'énergie thermique en énergie électrique sans recourir au cycle thermique. Le principe de fonctionnement de ce générateur repose sur l'induction électromagnétique: si l'on fait circuler un milieu conducteur suivant une direction perpendiculaire au champ magnétique, ce milieu est le siège d'un courant induit. Le plasma à haute température peut jouer le rôle de milieu conducteur. Selon la théorie, la conductivité électrique du plasma est proportionnelle à $T^{3/2}$ et ne dépend pas de la concentration de particules. Pour $T \approx 1{,}6 \cdot 10^7$ K ($1{,}4 \cdot 10^3$ eV) la conductivité du plasma hydrogénique est approximativement égale à celle du cuivre à la température ordinaire, et pour $T \approx 1{,}6 \cdot 10^8$ K elle sera près de 30 fois supérieure à celle du cuivre. Si l'on fait passer un flux de plasma chaud entre les armatures d'un condensateur, perpendiculairement au champ magnétique, le courant induit chargera ce condensateur, ce qui signifie que l'énergie thermique du plasma a été transformée en énergie électrique.

On ne peut utiliser ainsi les neutrons générés puisqu'ils ne portent aucune charge électrique. L'énergie cinétique de leur mouvement thermique peut être transformée en énergie électrique à l'aide

d'un *cycle thermique*. Le rendement de celui-ci est limité par le théorème de Carnot. Posons que ce rendement soit égal à 1/3.

Il ne suffit cependant pas de tenir compte de la seule énergie thermique libérée dans les réactions nucléaires. Les neutrons s'échappent du cœur du réacteur et sont absorbés par les écrans de protection, ce qui donne lieu à la libération de l'énergie d'*affinité neutronique* qui se dégage sous forme de chaleur. Chaque acte d'absorption d'un neutron libère près de 8 MeV sous forme de chaleur. Cette chaleur peut également être utilisée dans le cycle thermique et il faut donc l'ajouter à l'énergie des neutrons engendrés dans les réactions nucléaires. On peut donc admettre que pratiquement toute l'énergie thermique des particules chargées peut être transformée en énergie électrique et qu'un tiers de l'énergie thermique des neutrons (compte tenu de l'énergie d'affinité neutronique) peut être transformé en énergie électrique. Dans les calculs du bilan énergétique on peut considérer, tout formellement, les neutrons comme des particules chargées à condition de diviser par trois leur nombre réel. On supposera qu'on le fait dans les évaluations de la puissance P_{nuc} et du coefficient $f_{nuc}(T)$.

Considérons d'abord la réaction dt (98.2). L'énergie de la particule chargée ^{3}He est $\approx 3,5$ MeV et celle du neutron est ≈ 14 MeV. Compte tenu de l'affinité neutronique, cette dernière énergie doit être augmentée jusqu'à $14 + 8 = 22$ MeV. L'effet thermique de la réaction dt est donc égal à $3,5 + 22/3 \approx 10,8$ MeV, ou 10 MeV en gros, si l'on considère que tous les produits de réaction sont des particules chargées.

La situation est un peu plus compliquée dans le cas de la réaction dd (93.1). On a déjà indiqué que les deux voies d'évolution de cette réaction ont des probabilités comparables. Il s'ensuit qu'il faut diviser par deux tous les résultats concernant ces réactions. Par exemple, si l'on trouve 3,27 MeV, il faut retenir 1,65 MeV, et au lieu de 4,03 MeV, retenir 2 MeV. Mais la principale particularité de cette réaction est que l'une des voies donne naissance à du tritium qui peut être utilisé en qualité de combustible dans un réacteur utilisant la réaction dt. Suivant la première voie d'évolution de la réaction, la part d'énergie revenant à ^{3}He est égale à 0,41 MeV et celle revenant au neutron est égale à 1,24 MeV, et à 5,24 MeV si l'on tient compte de l'effet d'affinité neutronique; cela équivaut à $5,24 : 3 = 1,7$ MeV de l'énergie thermique des particules chargées. Suivant la seconde voie d'évolution de la réaction, la totalité des 2 MeV d'énergie est emportée par les particules chargées t et p. A cette énergie on doit ajouter encore l'énergie de $10 : 2 = 5$ MeV qui sera libérée dans le réacteur utilisant la réaction dt. Evalué en énergie des particules chargées, l'effet thermique de la réaction est donc égal à $0,41 + 1,7 + 2 + 5 = 9,1$ MeV ou approximativement 10 MeV, donc comme dans le cas de la réaction dt.

Une partie de l'énergie libérée est perdue; tout d'abord une certaine quantité d'énergie est évacuée du cœur du réacteur par le rayonnement électromagnétique du plasma et par le flux de particules qui s'en échappe. Le rayonnement électromagnétique est généré pour l'essentiel par le freinage des électrons lors de leurs collisions avec les noyaux. La puissance du rayonnement sortant de l'unité de volume du plasma est également proportionnelle à n^2 et peut s'écrire sous la forme $P_{\text{ray}} = f_{\text{ray}}(T)\, n^2$. La forme des fonctions $f_{\text{nuc}}(T)$ et $f_{\text{ray}}(T)$ peut être déterminée par la théorie, mais nous passerons outre.

Pour pouvoir évaluer la puissance énergétique du flux de particules sortant de l'unité de volume, introduisons la notion de *temps moyen de confinement* τ du plasma dans le cœur du réacteur. On désigne sous ce nom l'intervalle de temps durant lequel n/τ particules de chaque signe s'échappent de l'unité de volume du plasma dans l'unité de temps. C'est le seul paramètre phénoménologique caractérisant le réacteur thermonucléaire. C'est pour cela que la condition que nous allons déduire de la loi de la conservation de l'énergie est absolument indépendante des particularités du type du réacteur thermonucléaire considéré. Au bout du temps τ on peut évaluer la puissance énergétique P_{p} du flux de particules s'échappant de l'unité de volume du plasma. L'énergie cinétique des particules contenues dans l'unité de volume du plasma est égale à $2 \cdot {}^3/_2\, nkT = 3nkT$ (la moitié de cette énergie appartient aux noyaux et l'autre moitié aux électrons). Il s'ensuit que $P_{\text{p}} = 3nkT/\tau$.

Ainsi la puissance énergétique des particules et du rayonnement sortant de l'unité de volume du plasma est égale à $3nkT/\tau + f_{\text{ray}}(T)\, n^2$. Cette énergie est absorbée par les écrans de protection et s'y dégage sous forme de chaleur. Une partie de cette chaleur peut être transformée en travail avec un rendement η dont la valeur dépend de l'efficacité du cycle thermodynamique. La puissance dissipée dans l'unité de volume du plasma est égale à

$$(1 - \eta)\,[3nkT/\tau + f_{\text{ray}}(T)\, n^2],$$

ou en posant $\eta = 1/3$

$$2nkT/\tau + {}^2/_3\, f_{\text{ray}}(T)\, n^2.$$

Pour que la réaction thermonucléaire soit auto-entretenue il faut que l'énergie thermonucléaire libérée soit égale ou supérieure à l'énergie emportée par le rayonnement électromagnétique et le flux de particules s'échappant du plasma. Sous forme mathématique cette condition s'exprime par la formule

$$f_{\text{nuc}}(T)\, n^2 \geqslant 2nkT/\tau + \frac{2}{3} f_{\text{ray}}(T)\, n^2. \qquad (98.6)$$

Dans le cas de l'égalité le plasma sera le siège d'une réaction de fusion auto-entretenue qui ne fournira aucune énergie qui serait

disponible pour utilisation. Pour que le réacteur puisse débiter de l'énergie, il faut que le premier membre de (98.6) soit plus grand que le second.

La condition (98.6) peut être récrite sous la forme

$$n\tau \geqslant L\,(T), \tag{98.7}$$

où $L\,(T)$ est donné par

$$L\,(T) = \frac{2kT}{f_{\text{nuc}}\,(T) - {}^{2}/_{3} f_{\text{ray}}\,(T)}\,. \tag{98.8}$$

Le dénominateur de (98.8) doit être positif puisque l'énergie nucléaire produite doit être plus grande que l'énergie emportée par le rayonnement.

La formule (98.7) exprime la *condition d'initiation d'une réaction thermonucléaire auto-entretenue* ou *condition d'amorçage d'une réaction thermonucléaire.* Cette formule a été établie en 1957 par Lawson (physicien anglais né en 1923) et s'appelle *critère de Lawson.* La fonction de la température $L\,(T)$ dépend du combustible thermonucléaire utilisé: deutérium pur ou mélange à parts égales de tritium et de deutérium. Pour trouver la forme de cette fonction il faut trouver les formes des fonctions $f_{\text{nuc}}\,(T)$ et $f_{\text{ray}}\,(T)$; on a déjà signalé qu'on pouvait les déterminer par la théorie. L'expression (98.8) a été établie en admettant que le rendement $\eta = 1/3$. On la généralise sans peine pour d'autres valeurs de η. La formule (98.7) conserve sa forme, seule change la fonction $L\,(T)$.

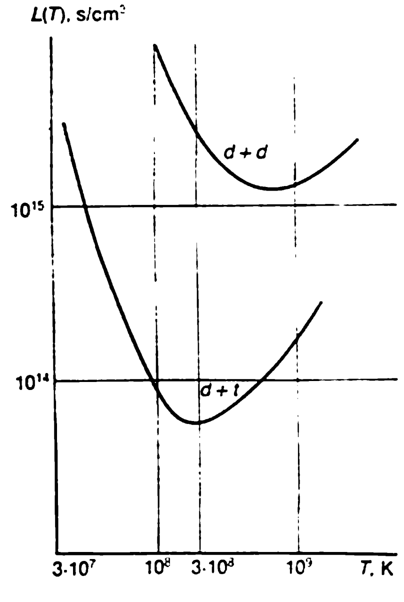


Fig. 168

6. La température minimale pour laquelle le critère (98.7) commence à être vérifié peut être considérée comme la *température optimale* pour l'évolution d'une réaction thermonucléaire auto-entretenue. On trouve cette température en posant $dL/dT = 0$. La figure 168 représente le graphique de la fonction $L\,(T)$ correspondant aux réactions dt et dd en posant $\eta = 1/3$. Ces graphiques montrent que pour la réaction dt la température optimale est $\sim 2 \cdot 10^8$ K et pour la réaction dd cette température est $\sim 10^9$ K. Si la valeur de $n\tau$ est telle que le point $(T, n\tau)$ appartient à la courbe $L = L\,(T)$, le système peut être le siège d'une réaction thermonucléaire stationnaire ne produisant aucune énergie utilisable.

Si le point figuratif $(T, n\tau)$ se trouve au-dessus de la courbe $L = L(T)$, le système fonctionne en générateur d'énergie.

Les graphiques de la figure 168 montrent aussi que pour $\eta = 1/3$ le critère de Lawson se ramène aux conditions suivantes:

$$\left.\begin{array}{l}\text{réaction dt: } n\tau \geqslant 10^{14}\ \text{cm}^{-3}\cdot\text{s},\quad T \sim 2\cdot 10^{8}\ \text{K};\\ \text{réaction dd: } n\tau \geqslant 10^{15}\ \text{cm}^{-3}\cdot\text{s},\quad T \sim 10^{9}\ \text{K}.\end{array}\right\} \qquad (98.9)$$

Il serait donc plus facile de réaliser la réaction dt que la réaction dd. Ce résultat tient à ce que dans la gamme des températures 10^8 à 10^9 K la section efficace de la réaction dt est près de deux ordres de grandeur plus grande que la section efficace de la réaction dd. Cela résulte à son tour de ce que dans cet intervalle de température la réaction dt présente un caractère *de résonance*. C'est pour cela qu'aujourd'hui les efforts des physiciens et des ingénieurs sont concentrés sur la réalisation de la réaction dt. Mais en perspective, après un certain développement de l'énergétique thermonucléaire, on commencera à utiliser la réaction dd vu que les ressources naturelles de ^{6}Li sont limitées.

Pour initier une réaction thermonucléaire il faut élever la température du plasma à deutérium-tritium jusqu'à $2\cdot 10^8$ K, i.e. jusqu'à 10 keV environ. Les réactions thermonucléaires libèrent une énergie égale à plusieurs MeV par processus élémentaire. Cette énergie est des centaines de fois plus grande que celle qu'il faut dépenser pour échauffer le plasma. On peut donc obtenir de l'énergie utile à partir des réactions thermonucléaires.

7. Pour échauffer un plasma à deutérium-tritium jusqu'à $\sim 10^8$ K on peut utiliser les procédés suivants.

1) *Dégagement de la chaleur Joule* par le courant électrique traversant le plasma. Ce procédé convient pour l'échauffement initial du plasma mais cesse d'être efficace pour $T \geqslant 10^7$ K, car la conductivité du plasma croît rapidement avec la température (approximativement comme $T^{3/2}$). Pour élever encore la température du plasma il faut d'autres moyens de chauffage dont les plus efficaces semblent être les procédés 2 et 3 ci-après.

2) *Injection dans le plasma de faisceaux de particules neutres de haute énergie*. On forme des faisceaux d'atomes rapides à l'aide d'accélérateurs de particules chargées (appelées injecteurs) telles que les noyaux de deutérium (deutérons). On fait passer les deutérons accélérés à travers une couche de gaz neutre afin de les transformer en atomes rapides neutres de deutérium qui peuvent pénétrer dans le plasma sous n'importe quel angle d'injection par rapport au champ magnétique au cas où l'on utilise le champ magnétique pour confiner le plasma. On dispose aujourd'hui d'injecteurs produisant des faisceaux d'une puissance de 2 MW formés d'atomes possédant une énergie de 20 à 40 keV. La mise en œuvre des injecteurs a permis d'élever

notablement la température du plasma. Ainsi, dans le Tokomak PLT (U.S.A.), ce procédé a permis d'atteindre une température de $7 \cdot 10^7$ K.

3) *Echauffement à l'aide d'un champ électromagnétique de haute fréquence.* Pour exciter dans le plasma un champ électromagnétique de haute fréquence on dispose une spire parcourue par un courant de haute fréquence près de la cavité contenant le plasma. Si la fréquence du champ coïncide avec la fréquence de cyclotron des ions et des électrons, il se produit une absorption par résonance des ondes électromagnétiques et un échauffement correspondant des ions et des électrons du plasma. L'efficacité de cette méthode a été démontrée à l'Institut d'énergie atomique Kourtchatov (U.R.S.S.) et a été confirmée dans d'autres pays. Aux U.S.A., par exemple, l'application de cette méthode à l'installation PLT a permis de porter la température des ions à $4 \cdot 10^7$ K.

4) Effet de *contraction du plasma* traversé par un courant électrique résultant de l'attraction mutuelle des filets de courant parallèles (*effet de pincement*). L'échauffement résulte de la compression adiabatique du plasma ainsi que de la chaleur dégagée par les ondes de choc et par les turbulences.

5) *Echauffement du plasma par des rayonnements lasers de grande puissance.*

6) *Echauffement par des faisceaux électroniques de grande puissance.*

Les procédés 5 et 6 ne peuvent être utilisés que dans le cas de plasmas denses ($n \sim 10^{23}$ particules/cm³).

Ces différentes méthodes d'échauffement du plasma jusqu'aux températures thermonucléaires sont toutes effectivement réalisables. La principale difficulté de réalisation d'un réacteur à fusion réside dans le *confinement d'un plasma suffisamment dense et porté à une température thermonucléaire dans le cœur du réacteur.*

8. Ecartant pour l'instant le problème du confinement du plasma, examinons les facteurs qui imposent des contraintes à sa concentration n. Notons P_0 la pression du plasma avant la réaction. Pour éviter tout risque de destruction du réacteur, P_0 ne peut être grand, disons ne doit pas dépasser une atmosphère ($\sim 10^6$ dynes/cm²). Comme $P_0 \sim nkT$, pour $T = 10^8$ K on a $n \sim P_0/kT \sim 10^{14}$ cm^{-3}. Par suite de la libération de l'énergie thermonucléaire la température du plasma et donc la pression augmentent de plusieurs centaines de fois. Un tel accroissement de la pression est techniquement tolérable et doit être supporté par les structures. Si la température devenait cent fois plus grande, l'énergie thermonucléaire libérée serait égale à $\sim 100\ nkT \sim 10$ J/cm³. En réalité la quantité d'énergie libérée serait plus importante, car la température du plasma augmenterait de plusieurs centaines de fois. Cette libération d'énergie se produit pendant le temps de confinement τ. En appliquant le critère de Lawson (98.9) on trouve qu'on doit avoir $\tau \gtrsim 1$ s. En posant $\tau = 1$ s

on voit que la puissance générée sera de plusieurs dizaines de $W/(cm^3 \cdot s)$. Pour obtenir une puissance de ~ 1000 MW il faut que le volume utile du réacteur soit plusieurs fois plus grand, autrement dit il doit être de l'ordre de $1000 \cdot 10^6 : 10 \sim 10^8$ cm³ $= 100$ m³. C'est dans un volume de cet ordre que le réacteur à fusion possédera une puissance comparable à la puissance des centrales électriques modernes.

9. Il convient de distinguer les deux voies suivant lesquelles sont poursuivies les recherches concernant la fusion contrôlée : l'une est consacrée aux études du plasma de faible concentration ($n \sim 10^{14}$ cm^{-3}) et l'autre aux études du plasma de haute concentration ($n \sim 10^{23}$ cm^{-3}).

Aux faibles concentrations du plasma la principale difficulté réside dans l'obtention d'un temps de confinement requis (de l'ordre de la seconde). Il n'existe aucun matériau qui permettrait de construire une chambre de réaction qui pourrait contenir le plasma pendant ce temps : au contact des parois le plasma chaud se refroidirait et vaporiserait les parois. Pour confiner le plasma et l'empêcher de venir en contact avec les parois on utilise des champs magnétiques d'intensités et de configurations variées. Ces systèmes de champs magnétiques sont appelés *pièges magnétiques*. Dans le t. III (chapitre V) on a analysé le comportement d'une particule chargée dans les pièges magnétiques.

Une particule soumise à l'action d'un champ magnétique homogène permanent s'y déplace en décrivant un mouvement hélicoïdal centré sur une ligne de champ. Son mouvement transversal est limité, mais son mouvement suivant une direction parallèle au champ magnétique peut être infini. Créons un champ magnétique homogène à l'intérieur d'un cylindre de longueur finie et renforçons-le près des extrémités (miroirs magnétiques). On obtient alors un piège magnétique et la particule sera confinée dans un espace limité à condition que la direction de sa vitesse ne soit contenue dans les limites du « cône de perte » (cf. t. III, § 88, 6).

On peut limiter l'espace où la particule peut se déplacer en utilisant une bobine toroïdale. Mais dans ce cas la particule subit une dérive qui rejette la particule vers la paroi du tore.

10. Lorsqu'on cherche à passer de l'étude du mouvement de particules chargées isolées à celle du mouvement du plasma tout entier, on se heurte à des difficultés dues aux interactions mutuelles des particules. On arrive à tenir compte de façon approchée de ces interactions dans le modèle hydrodynamique du plasma. Dans le modèle élémentaire on pose que le plasma se comporte comme un milieu continu quasi neutre, i.e. comme un liquide en mouvement dans un champ magnétique. C'est le modèle *magnétohydrodynamique à un seul liquide*. Dans le *modèle magnétohydrodynamique à deux liquides*, qui est plus compliqué, on pose que le plasma se compose de deux

sortes de liquides : l'un décrivant le mouvement des *électrons*, l'autre celui des *ions*.

On démontre que dans le plasma l'échange d'énergie entre les particules de même signe, i.e. entre les électrons ou entre les ions, s'effectue plus rapidement qu'entre des particules de signes contraires, i.e. entre les électrons qui sont légers et les ions qui sont lourds. Autrement dit l'échange de chaleur entre les différents liquides du plasma est un processus plus lent que l'établissement de l'état d'équilibre dans chacun des liquides pris séparément. Il s'ensuit que tant que l'état d'équilibre thermodynamique ne s'est pas établi dans le plasma tout entier, on peut attribuer approximativement à ses composants électronique et ionique des températures déterminées qui, dans le cas général, sont différentes.

Sans entrer dans les détails de cette question, illustrons-la par un exemple simple. Considérons un plasma contenu dans un cylindre infiniment long et traversé par un courant électrique parallèle à l'axe du cylindre (*cordon de plasma*). Ce courant excite un champ magnétique H qui exerce une pression magnétique $H^2/8\pi$ (cf. t. III, § 72). Si cette pression dépasse, sur la surface du cylindre, la pression gazeuse $2nkT$ (modèle à un liquide), le cordon de plasma sera comprimé (*effet de pincement*).

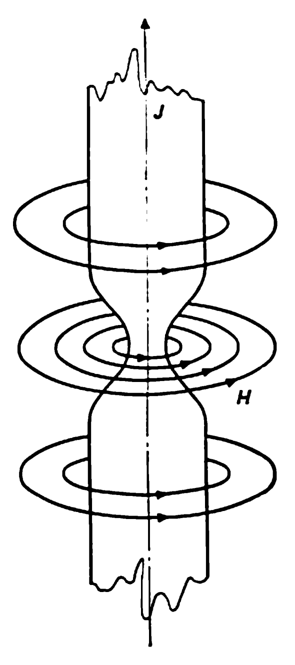


Fig. 169

Pour que le cordon de plasma soit en équilibre, il faut que la pression magnétique $H^2/8\pi$ s'exerçant sur sa surface soit compensée par la pression $2nkT$. Or cet équilibre est fort instable. Supposons en effet que pour des causes fortuites une striction (col) se soit formée sur le cordon. Par suite de la grande conductivité du plasma à haute température, le flux magnétique à travers la section droite du cordon se conserve (cf. t. III, § 71), ce qui conduit à un accroissement de la pression magnétique s'exerçant sur la partie rétrécie du cordon. Notons que la pression gazeuse s'exerçant sur cette partie du cordon augmente aussi, mais cela ne donnera lieu qu'à un écoulement d'une partie du plasma dans des parties plus grosses du cordon. Il s'ensuit que sous l'action d'une pression magnétique accrue la striction deviendra plus importante, ce qui signifie que l'équilibre est instable par rapport à ce type de perturbations (fig. 169). L'équilibre du cordon de plasma est également instable par rapport à ses flexions de faible amplitude. La figure 170 montre que sur la partie

concave du cordon le champ magnétique et par conséquent la pression magnétique sont plus grands que sur sa partie convexe.

Le plasma est sujet à de nombreuses autres instabilités. La nature d'un grand nombre d'instabilités peut être précisée à l'aide de modèles hydrodynamiques, mais il en existe d'autres dont l'étude doit être fondée sur leur cinétique. Ces questions ne peuvent être examinées dans notre cours. On notera cependant que c'est l'extrême

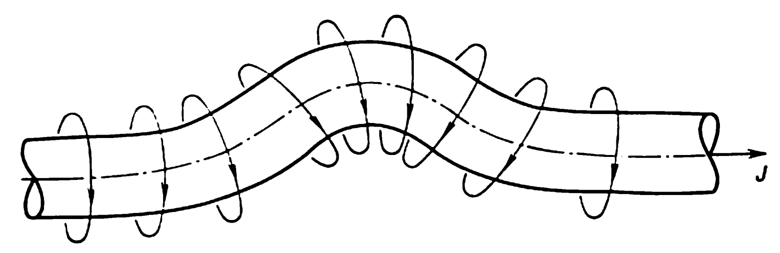


Fig. 170

instabilité du plasma soumis à l'action de champs magnétiques de configurations simples qui constitue la *principale difficulté* qu'il faut surmonter avant de maîtriser la fusion contrôlée.

Pour surmonter cette difficulté on cherche des configurations et des intensités de champ magnétique adéquates. Les champs magnétiques sont créés non seulement par les courants circulant dans le plasma, mais surtout par des *sources extérieures.* Sans approfondir cette question, notons simplement que le confinement et la stabilisation par le champ magnétique se fondent notamment sur la conductivité électrique élevée du plasma.

En raison de la grande conductivité du plasma le flux magnétique à travers tout contour fermé, formé de particules identiques, reste constant quels que soient les déplacements du plasma (cf. t. III, § 79). On dit que *les lignes de champ magnétiques sont gelées dans le plasma.* En outre, le long des lignes de champ magnétiques s'exercent des *tensions*, en ce sens qu'elles se comportent comme des cordes tendues (cf. t. III, § 72). Ces deux faits facilitent le confinement et la stabilisation du plasma, comme on peut le constater lors de l'élimination des flexions accidentelles du cordon de plasma.

11. Parmi les différents types de pièges magnétiques, les spécialistes estiment que c'est le « Tokomak » (abréviation russe de « chambre toroïdale à bobines magnétiques ») qui présente le plus de potentialités. Ce piège a été élaboré, analysé en théorie et soumis à des vérifications expérimentales à l'Institut de l'énergie atomique de Moscou, d'abord par le groupe de physiciens sous la direction de L. Artsimovitch et M. Léontovitch (1903-1981), et après leur décès, sous la direction de B. Kadomtsev (né en 1928). Dans la

plupart des pays qui procèdent à des recherches sur la fusion contrôlée (U.S.A., Japon, pays participant à l'Euratome), c'est également le Tokomak qui trouve le plus de partisans.

Bien entendu, dans notre cours, on ne peut qu'esquisser les principes de fonctionnement du Tokomak en omettant les questions de structure et d'ingénierie. La partie principale du Tokomak est la *chambre à vide de forme toroïdale* dans laquelle on introduit le deutérium (plus tard, lorsqu'on réalisera un réacteur énergétique, on introduira dans la chambre à vide un mélange de deutérium et de tritium). C'est donc un tube qui a été courbé en forme de tore. Le rayon R du cercle décrit par l'axe de ce tore est appelé *grand rayon* de la chambre toroïdale. Le flux magnétique passe par l'ouverture du tore. Lorsque le flux varie dans le temps, il se crée un champ électrique tourbillonnaire parallèle à l'axe du tube courbé. Une décharge électrique éclate, ce qui donne naissance au plasma et un courant électrique se met à circuler dans la chambre toroïdale. Ce courant échauffe le plasma et engendre autour de soi un champ magnétique H_φ dont les lignes de force repoussent le plasma des parois de la chambre toroïdale en formant un cordon de plasma annulaire. Le rayon a de la section droite du cordon est appelé *petit rayon* de la chambre toroïdale.

Peu importe que le courant circulant dans le cordon de plasma soit continu (de sens constant) ou alternatif (dont le sens change périodiquement). De ce fait le procédé d'excitation du courant électrique induit dans le Tokomak, qui vient d'être décrit, peut être remplacé par d'autres. On peut même utiliser un procédé n'utilisant pas le phénomène d'induction. Par exemple, on peut introduire dans le plasma des ondes électromagnétiques d'une fréquence telle qu'elles mettront les électrons en mouvement le long du champ magnétique toroïdal créé par des sources extérieures (voir ci-dessous). Les expériences réalisées au Japon prouvent les potentialités de ce procédé d'excitation du courant. Le principal avantage de ce procédé est qu'il permet d'entretenir le courant circulant dans le tore pendant un temps plus long que celui du procédé d'induction.

Pour confiner et stabiliser le cordon de plasma, on utilise des champs magnétiques *toroïdaux* et *poloïdaux* engendrés par des sources extérieures. On crée un intense champ magnétique toroïdal H_θ parallèle au courant circulant dans la chambre toroïdale à l'aide de bobines enroulées sur le tore. Selon la théorie, pour assurer la stabilité magnétohydrodynamique du plasma, il faut que soit vérifié le *critère de Chafranov* (né en 1929)-*Krouskal* :

$$H_\theta a > H_\varphi R. \qquad (98.10)$$

Le champ poloïdal relativement faible $H_\perp \approx H_\varphi a/R$ est orthogonal au plan de symétrie central de la chambre toroïdale. Ce champ, qui est engendré par des fils disposés le long du tore, est requis pour

maintenir le cordon de plasma en équilibre et pour rejeter les produits de réaction du plasma.

Nous avons dit plus haut que le plasma est échauffé par le courant électrique qui le traverse. Pour assurer un échauffement supplémentaire on utilise des champs électromagnétiques alternatifs ou l'injection d'atomes neutres rapides.

Un paramètre important des Tokomaks est le rapport de la pression gazeuse $\mathcal{P}$ du plasma à la pression magnétique $H^2/8\pi$: $\beta = 8\pi\mathcal{P}/H^2$. On démontre que si β prend une grande valeur, le plasma devient instable. D'autre part, pour qu'un réacteur énergétique soit économiquement rentable, il faut que β soit égal ou supérieur à 5 %. Actuellement, avec le Tokomak T-11 de l'Institut de l'énergie atomique de Moscou, on a obtenu la valeur $\beta = 3$ %, tandis qu'aux U.S.A., avec le Tokomak « Doublet-III », à cordon de plasma de section elliptique, on a obtenu $\beta = 4{,}5$ %.

12. Pour réduire la consommation d'énergie nécessaire pour créer un champ magnétique H fort (50 à 60 kG), on cherche à utiliser des enroulements en *alliages supraconducteurs* à grand champ critique H_{cr} (cf. t. III, § 80). Cette méthode de création du champ magnétique a été initialement mise en œuvre dans l'installation T-7, dont les enroulements ont été réalisés en alliage niobium-tantal maintenu à la température de l'hélium liquide. Dans l'installation T-15, en cours de construction en U.R.S.S., on compte utiliser l'alliage niobium-étain, également à la température de l'hélium liquide.

Si l'on arrivait à résoudre le problème de l'élaboration de supraconducteurs à haute température de transition à l'état normal, ce serait une véritable révolution technique, notamment en ce qui concerne la création de champs magnétiques forts. La nécessité de refroidir les enroulements supraconducteurs jusqu'à la température de l'hélium liquide entraîne des complications techniques et coûte fort cher. Fin 1986-début 1987, dans différents pays, y compris l'U.R.S.S., on a élaboré des matériaux passant à l'état supraconducteur à la température de l'azote liquide. Cette découverte, ainsi que la poursuite des recherches sur la supraconductibilité à température aussi élevée que possible, offre d'excellentes potentialités pour la production de champs magnétiques superforts dans différents domaines des sciences et des techniques (fusion thermonucléaire contrôlée, accélérateurs, etc.). L'obtention de champs magnétiques de très grande intensité implique l'utilisation d'enroulements supraconducteurs présentant une grande résistance mécanique (pour $H = 50$ kG, la pression magnétique $H^2/8\pi$ est de l'ordre de 100 atm et pour $H = 150$ kG, elle sera de l'ordre de 1000 atm).

13. Dans notre cours de Physique générale, il serait hasardeux de donner des précisions concernant les aspects scientifiques et techniques du problème des réacteurs de fusion contrôlée, car tous

ces renseignements risquent de devenir obsolètes dès la parution de ce volume. On se limitera donc à donner quelques indications concernant les Tokomaks et les résultats qu'ils ont permis d'obtenir.

Le plus gros Tokomak construit en U.R.S.S. est le T-10 qui a été mis en exploitation en 1975 à l'Institut de l'énergie atomique de Moscou. Le champ magnétique toroïdal de T-10 a une intensité $H_\theta \approx 50$ kG, le volume du plasma est de ~ 5 m^3 ($R = 150$ cm, $a = 39$ cm), l'intensité du courant dans le plasma est de ≈ 800 kA, $T \approx 1{,}2 \cdot 10^7$ K, $\tau \approx 0{,}07$ s, $n \approx 8 \cdot 10^{13}$ cm^{-3}, $n\tau \approx 6 \cdot 10^{12}$ cm$^{-3}\cdot$s. En 1979, ce même institut a mis en exploitation le Tokomak T-7 ayant des paramètres proches de ceux de T-10, mais qui était doté d'enroulements supraconducteurs. Lors des expériences avec les Tokomaks, on y a établi que le temps de confinement τ croissait rapidement avec l'augmentation du volume du plasma approximativement comme aR^2.

Le Tokomak TFTR, mis en fonctionnement aux U.S.A., en 1983, a atteint la plus grande valeur de $\tau = 0{,}19$ s ($R = 248$ cm, $a = 85$ cm, $H_\theta = 52$ kG, courant dans le plasma $\sim$2,5 MA, puissance d'échauffement supplémentaire par injection d'atomes rapides $\sim$33 MW, coût de l'installation 314 millions de dollars). Fin 1986, cette installation a permis d'atteindre la plus haute température à ce jour: $2 \cdot 10^8$ K. A cette température, si l'on arrivait à augmenter de 5 à 10 fois la valeur de $n\tau$, le Tokomak utilisant un mélange de deutérium et de tritium pourrait fonctionner en régime critique, lorsque l'énergie thermonucléaire libérée est égale à l'énergie fournie par les sources extérieures pour échauffer et confiner le plasma.

Les Tokomaks sont des installations très compliquées et fort onéreuses. C'est pour cela que l'U.R.S.S. a suggéré à l'Agence internationale de l'énergie atomique d'unir les efforts des pays intéressés pour créer un réacteur thermonucléaire expérimental. Cette proposition a été agréée. L'installation a reçu le nom de réacteur thermonucléaire expérimentale international et les travaux d'étude ont démarré en avril 1988. Le projet sera élaboré sous l'égide de l'Agence internationale de l'énergie atomique et le bureau d'étude s'installera à l'Institut de physique du plasma à Garching près de Munich. Le groupe de travail composé de chercheurs venus de l'U.R.S.S., des U.S.A., du Japon, de l'Europe occidentale (Euratome) a commencé ses travaux; l'étude du projet doit être achevé fin 1990.

L'objectif principal du réacteur thermonucléaire expérimental consiste à prouver que la fusion thermonucléaire peut être contrôlée. Cette installation n'est pas conçue pour être rentable car elle doit prouver seulement que l'énergie libérée par la fusion contrôlée d'éléments légers peut être utilisée à l'échelle industrielle. Il s'agit en somme d'élaborer le prototype du réacteur thermonucléaire de demain.

14. En guise de conclusion de ce paragraphe, voyons s'il serait possible, en principe, d'élaborer un réacteur thermonucléaire dépourvu de tout dispositif de confinement du plasma. Au départ on introduit dans la chambre à vide du réacteur un mélange de deutérium et de tritium à l'état solidifié qui s'échaufferait presque instantanément jusqu'à $\approx 10^8$ K. Le temps pendant lequel ce mélange est susceptible d'être localisé dans un petit volume initial dépend du temps de dispersion du plasma qui est $\sim l/v$, l étant la dimension linéaire du volume considéré et v la vitesse moyenne des particules du plasma échauffé. Ce temps peut être pris pour temps de confinement du plasma dans le volume considéré ; c'est le temps qui figure dans le critère de Lawson (98.7). Ainsi, pour l'allumage du plasma on doit avoir $nl/v > L$, d'où

$$l > \frac{Lv}{n}. \qquad (98.11)$$

En posant que pour le plasma à deutérium-tritium $L = 10^{14}$ cm$^{-3}\cdot$s et en admettant que pour ce plasma à l'état solide $n = 4{,}5\cdot 10^{22}$ cm^{-3} et $v \approx 10^8$ cm/s, il vient

$$l_{\min} \approx \frac{10^{14}\cdot 10^8}{4{,}5\cdot 10^{22}} \approx 0{,}2 \text{ cm} = 2 \text{ mm}.$$

La pression du plasma immédiatement après son échauffement sera égale à $\mathcal{P} = 2nkT \approx 2\cdot 4{,}45\cdot 10^{22}\cdot 1{,}38\cdot 10^{-16} \approx$ $\approx 10^{15}$ dynes/cm^2 $\approx 10^6$ atm, sans tenir compte de la contraction du plasma en cours d'échauffement. Après que la réaction de fusion se sera produite, la pression augmentera encore de près de 1000 fois et deviendra égale à 10^9 atm environ. On peut dire que cet accroissement de pression constitue une explosion en miniature puisqu'il se produit dans un volume $\omega \approx l^3 \approx 0{,}01$ cm^3. Dans une chambre de volume $V = 1$ m^3 $= 10^6$ cm^3, l'explosion se produisant en son centre, la pression maximale qui s'exercera sur les parois de la chambre serait de $10^9\cdot (V/\omega) \approx 10$ atm, ce qui avec des parois solides ne présenterait aucun risque. En réalité, lorsqu'on injecte rapidement de l'énergie dans un plasma, celui-ci se contracte. Mais cette contraction n'élève la pression du plasma qu'à l'endroit où ce dernier se forme et la pression sur les parois de la chambre n'augmentera pas, car elles sont soumises à l'action d'un plasma déjà dilaté.

Bien entendu, un réacteur de ce type ne pourra fonctionner qu'en régime d'impulsions puisqu'il faudra introduire périodiquement dans la chambre de petites parcelles de combustible thermonucléaire qui y exploseront.

Ce type de réacteur thermonucléaire n'élimine pas les difficultés, car au lieu du problème du confinement du plasma on sera confronté au problème de son échauffement vu que celui-ci doit être assuré en un temps inférieur au temps de dispersion du plasma, i.e. inférieur à $l_{\min}/v \approx 2 \cdot 10^{-9}$ s.

Pour résoudre le problème de l'échauffement ultrarapide jusqu'à $\sim 10^8$ K, N. Bassov (né en 1922) et ses collaborateurs ont utilisé la concentration des rayonnements lasers sur la particule du combustible thermonucléaire. D'autre part une concentration analogue d'énergie a été assurée à l'aide de faisceaux d'électrons accélérés jusqu'aux vitesses ultrarelativistes (E. Zavoïski, 1907-1976), ou encore à l'aide de faisceaux d'ions lourds accélérés. Dans les deux cas des résultats intéressants ont été obtenus.

§ 99. Optique neutronique

1. Les propriétés ondulatoires des neutrons se manifestent d'autant plus nettement que la longueur de l'onde de de Broglie qui leur est associée est plus grande, autrement dit lorsque leur énergie cinétique est petite. Les neutrons de très grande énergie manifestent des propriétés corpusculaires. Dans ce qui suit, pour alléger, on désignera les ondes de de Broglie correspondant aux neutrons par *ondes neutroniques*. On indique dans le tableau 19 certaines caractéristiques des neutrons. Les ondes neutroniques les plus longues correspondent aux *neutrons hyperfroids* dont la longueur d'onde se situe dans la gamme optique du spectre électromagnétique (ultraviolet proche, lumière visible, rayonnement infrarouge). Leurs vi-

Tableau 19

Principales caractéristiques des neutrons

Neutrons	Energie, eV	Vitesse, m/s	Longueur d'onde, nm	Température, K
Hyperfroids	$5 \cdot 10^{-7}$	10	>40	$6 \cdot 10^{-3}$
Très froids	$5 \cdot 10^{-7}$ à $2 \cdot 10^{-4}$	10 à 200	40 à 2	$6 \cdot 10^{-3}$ à 2
Froids	$2 \cdot 10^{-4}$ à $5 \cdot 10^{-3}$	200 à 1000	2 à 0,4	2 à 60
Thermiques	$5 \cdot 10^{-3}$ à 10^{-1}	1000 à 4500	0,4 à 0,09	60 à 1000
De résonance	10^{-1} à 10^4		0,09 à $3 \cdot 10^{-5}$	
Intermédiaires	10^4 à 10^5		$3 \cdot 10^{-5}$ à 10^{-4}	
Rapides	10^5 à 10^8		10^{-4} à $3 \cdot 10^{-6}$	
D'énergie élevée	10^8 à 10^{10}		$3 \cdot 10^{-6}$ à 10^{-7}	
Relativistes	10^{10}		$< 10^{-7}$	

tesses ne dépassent pas 10 m/s. Dans le champ de la pesanteur terrestre, les neutrons hyperfroids se meuvent suivant des trajectoires paraboliques et ne peuvent s'élever au-dessus du sol qu'à une hauteur de quelques mètres. Les *neutrons thermiques* sont caractérisés par ce que leur énergie cinétique est égale à kT, la température T étant comprise entre plusieurs dizaines et plusieurs milliers de kelvins.

Dans le cas général la longueur de l'onde neutronique est donnée par la relation

$$\lambda = h/p. \tag{99.1}$$

Lorsque $p \ll mc$, m étant la masse du neutron, on peut utiliser la formule non relativiste $p^2 = 2m\mathscr{E}$, de sorte que

$$\lambda = h/\sqrt{2m\mathscr{E}}, \tag{99.2}$$

où $\mathscr{E}$ est l'énergie cinétique du neutron. Cette formule est encore suffisamment précise pour les *neutrons rapides*, mais lorsqu'il s'agit de neutrons *à haute énergie* et surtout de neutrons *ultrarelativistes*, il faut utiliser la relation relativiste

$$(pc)^2 = \mathscr{E}_{\text{rel}}^2 - (mc^2)^2.$$

En remarquant que $\mathscr{E}_{\text{rel}} = \mathscr{E} + mc^2$, on obtient la formule relativiste

$$\lambda = hc/\sqrt{\mathscr{E}^2 + 2\mathscr{E}mc^2}. \tag{99.3}$$

Le caractère général de la diffraction des ondes de toute nature dépend en premier lieu de leur longueur. L'examen du tableau 21 montre que les conditions de diffraction des neutrons thermiques et des neutrons froids de courte longueur d'onde sont à peu près les mêmes que pour les rayons X durs. La diffraction par les cristaux ne peut être observée que si la longueur d'onde est comparable ou inférieure au paramètre du réseau cristallin.

On conçoit que la direction correspondant aux principaux maximums de diffraction soit déterminée de la même façon pour tous les types d'ondes: rayons X, électroniques, neutroniques. Ainsi la diffraction des ondes neutroniques sur les cristaux satisfait à la loi de Bragg-Wulff (18.1), i.e.

$$2d \sin \varphi = m\lambda, \tag{99.4}$$

où d est la distance inter-réticulaire, φ l'angle de glissement et $m = 1, 2, 3, \ldots$ Lorsque cette condition est vérifiée, il se produit dans le cristal ce qu'on appelle une *réflexion interférentielle* des ondes, i.e. un renforcement mutuel des ondes réfléchies par les plans atomiques parallèles du cristal (cf. t. IV, §§ 34, 61).

2. On notera que lorsque $\lambda > 2d$ la condition (99.4) ne peut être vérifiée quel que soit l'angle de glissement. Cela signifie que pour des ondes d'une longueur suffisante la réflexion interférentielle dans les cristaux est impossible. Mais exactement comme en optique, la réflexion totale sur les faces du cristal est possible. C'est ce dernier cas qui se réalise dans le cas de neutrons hyperfroids.

L'énergie du neutron pour laquelle disparaît la réflexion interférentielle est appelée énergie du *saut de Bragg*. Cette énergie dépend de la nature des cristaux mais elle est de l'ordre de 10^{-3} eV. Le phénomène du saut de Bragg est mis à profit pour séparer les neutrons froids par réflexion d'un faisceau de neutrons sur un monocristal.

La diffraction des rayons X et des électrons est utilisée pour l'étude de la structure des cristaux, des alliages métalliques, des liquides, des molécules et de différents autres objets. Pour l'étude des cristaux on utilise les méthodes de Bragg, de Laue, de Debye-Scherrer-Hell (cf. t. IV, § 61). Des méthodes analogues sont utilisées en neutronographie qui est fondée sur la diffraction des neutrons thermiques. La méthode de Debye-Scherrer-Hell (méthode des poudres) est utilisée en neutronographie lorsqu'on ne dispose pas de monocristaux de dimensions suffisantes. L'utilisation des poudres ne permet pas d'obtenir autant d'information qu'avec des monocristaux où on peut obtenir la réflexion des ondes neutroniques sur un grand nombre de plans atomiques.

La radiographie et la neutronographie sont les deux principales méthodes d'étude de la structure interne des objets. L'électronographie est utilisée surtout pour l'étude des surfaces, vu le faible pouvoir de pénétration des électrons. La méthode de diffraction des neutrons est beaucoup moins utilisée que la méthode des rayons X en raison d'une disponibilité limitée des sources de neutrons. Or la neutronographie permet de déceler des particularités de la structure des objets examinés que la méthode des rayons X ne laisse pas apparaître. Cela tient à ce que les détails des figures de diffraction dépendent non seulement de la longueur d'onde, mais aussi d'autres propriétés physiques qui sont différentes pour les quanta de lumière et pour les neutrons. Ces méthodes se complètent mutuellement.

3. La description des méthodes de la neutronographie et des résultats qu'elle permet d'obtenir ne nous concerne pas. Nous nous contenterons de noter quelques particularités de principe de la neutronographie qui en font une méthode d'étude irremplaçable.

A longueur d'onde égale, les énergies des rayons X, des électrons et des neutrons sont différentes. Pour une longueur d'onde $\lambda = 10^{-8}$ cm, l'énergie du quantum X est égale à 12,5 keV, celle de l'électron est égale à 150 eV et celle du neutron à 0,08 eV seulement. Une faible énergie des particules utilisées pour l'irradiation permet

d'examiner des objets aisément détériorables, les objets biologiques par exemple. De ce point de vue les neutrons sont préférables aux rayons X.

Les rayons X sont diffusés par les couches électroniques des atomes. L'amplitude de la diffusion (la définition de cette notion est donnée ci-dessous dans le sous-paragraphe 4) des rayons X sur les atomes est proportionnelle au nombre d'électrons atomiques, donc au nombre de charge Z. En conséquence les amplitudes de diffusion sur les atomes légers et lourds sont très différentes. La radiographie ne permet pratiquement pas de distinguer les sortes d'atomes constituant le cristal étudié, lorsque ces atomes contiennent des nombres d'électrons peu différents, et les isotopes d'un élément donné sont indiscernables. Cette méthode ne permet pratiquement pas de déceler la présence d'atomes très légers (l'hydrogène par exemple) sur un fond d'atomes lourds (plomb, thorium, uranium, éléments des terres rares, etc.). La neutronographie parvient à résoudre ces différents problèmes, car les neutrons éprouvent l'action des *forces nucléaires* et non pas celle des forces électriques. Comme les neutrons sont diffusés par les noyaux atomiques, la diffraction des neutrons fournit des informations concernant non pas les cortèges électroniques des atomes, mais les positions de leurs noyaux, i.e. les positions des centres des atomes. Les amplitudes de diffusion et les sections efficaces de diffusion des neutrons sur les noyaux sont du même ordre de grandeur pour tous les noyaux depuis les plus légers jusqu'aux plus lourds. C'est pour cela que la diffraction sur les atomes légers des composés chimiques formés par des éléments légers et lourds (H_2O, PbS, ThD_2, etc.) est à peine perceptible sur les diagrammes à rayons X et parfaitement nette sur les neutronogrammes. Mais les amplitudes et les sections efficaces de diffusion des neutrons sur les noyaux, tout en étant comparables, varient (parfois brusquement) lorsqu'on passe d'un noyau à un noyau différent ou d'un isotope à un autre isotope d'un même élément (cf. tableau 20). C'est pour cela que les méthodes de la neutronographie sont indispensables lorsqu'il s'agit de déterminer la structure des alliages ou des composés chimiques formés d'éléments de nombres de charge peu différents (FeCo, NiMn, etc.) possédant des configurations électroniques semblables et des sections nucléaires très différentes.

Comme les neutrons ne portent aucune charge électrique, ils ne provoquent pas directement l'ionisation des matériaux irradiés. L'ionisation des matériaux est due à des particules chargées secondaires (protons de recul, électrons, positons) qui sont créées lorsque les neutrons entrent en collision avec des noyaux. En neutronographie ce sont ces particules chargées qui sont détectées. Les neutrons n'impressionnent pas les plaques photographiques, car l'effet photographique résulte de l'action des forces électriques et non pas

de celle des forces nucléaires. Pour pouvoir enregistrer les neutrons à l'aide de plaques photographiques on doit recouvrir la couche photosensible d'une mince feuille en un élément (Gd, Dy, In) qui, sous l'action des neutrons, devient radioactif par désintégration β ou γ. Aux points d'impact des neutrons, ceux-ci interagissent avec les noyaux de la feuille en donnant naissance à des noyaux radioactifs dont les émissions impressionnent les plaques photographiques. Les premiers neutronogrammes enregistrés sur des plaques photographiques ont été obtenus en 1948 en utilisant un écran en indium recouvrant une pellicule photographique (cf. § 18, 9). Actuellement on utilise des écrans en ^{6}LiF-ZnS(Ag) associés à des pellicules sensibles pour rayons X ; cette méthode fait concurrence aux autres méthodes de détection des neutrons.

Les rayons X durs sont diffusés principalement vers l'avant. A longueur d'onde égale, les neutrons sont diffusés de façon isotrope. Aussi lorsqu'on utilise la diffusion à grands angles, l'intensité des pics sur les diagrammes à rayons X diminue fortement tandis que sur les neutronogrammes l'intensité des pics neutroniques ne change pratiquement pas.

Le pouvoir de pénétration des neutrons est des milliers de fois plus grand que celui des rayons X de même longueur d'onde. Cela tient à ce qu'étant électriquement neutres, les neutrons n'éprouvent pas l'action du champ coulombien des atomes et de ce fait chaque neutron parvient jusqu'au noyau d'un atome et interagit avec par l'intermédiaire des forces nucléaires. La méthode neutronographique convient donc mieux que la méthode radiographique à l'étude des régions internes des objets.

La méthode neutronographique a acquis une très grande importance dans l'étude des macromolécules biologiques. La composition chimique de ces molécules se limite pratiquement à quatre éléments — hydrogène, carbone, azote et oxygène, qui occupent des cases rapprochées dans le tableau périodique des éléments. Or, comme nous l'avons indiqué, c'est cette proximité qui rend ces éléments indiscernables pour les rayons X. Toute la difficulté des études de structure des cristaux biologiques peut être illustrée par l'exemple suivant. La maille élémentaire de la myoglobine renferme 1200 atomes. Pour arriver à une résolution de 0,14 à 0,2 nm il a fallu exécuter des mesures faisant intervenir plus de 10 000 réflexions de Bragg.

Les neutrons thermiques et les neutrons froids n'excitent ni les noyaux atomiques ni les atomes, mais ils peuvent exciter les vibrations acoustiques du réseau cristallin, i.e. les phonons. Ce fait est à la base d'une méthode de détermination de la loi de dispersion, i.e. de la dépendance de l'énergie $\mathcal{E}$ d'une excitation élémentaire avec l'impulsion p de cette dernière. C'est par cette méthode qu'a été établie la courbe de la figure 116, qui a été initialement postulée

par L. Landau à l'aide de considérations de thermodynamique qu'il développa dans sa théorie de la superfluidité (cf. § 61).

4. Une description détaillée de la propagation des ondes neutroniques dans un milieu (le cas particulier de ce phénomène est la diffraction) ressemble à la description des ondes lumineuses de l'optique moléculaire. Cette description s'appuie sur la considération d'actes élémentaires de diffusion des ondes neutroniques sur des noyaux atomiques isolés. Posons qu'une onde neutronique monochromatique plane $\psi = e^{ikr}$ tombe sur un noyau. L'onde diffusée par un noyau atomique peut être représentée à grande distance de cet atome, en approximation linéaire, sous la forme suivante:

$$\psi_1 = (b/r)\,\psi = (b/r)\,e^{ikr}, \tag{99.5}$$

où b est une constante homogène à une longueur qu'on appelle *amplitude de diffusion* (l'origine des coordonnées est placée au centre de l'atome qui est le centre diffuseur). Elle peut dépendre de la direction de la diffusion, mais si le noyau possède une symétrie sphérique et que ses dimensions soient négligeables devant la longueur de l'onde neutronique (on n'envisage ici que des ondes satisfaisant à cette condition), la diffusion présente aussi une symétrie sphérique.

On peut exprimer la section efficace σ de diffusion de l'onde neutronique sur un noyau atomique en fonction de l'amplitude de diffusion. La densité de probabilité de trouver le neutron diffusé en une région de l'espace est égale à $|\psi_1|^2 = |b|^2/r^2$, et la densité du flux radial de cette probabilité est donnée par $v\,|\psi_1|^2 = v\,|b|^2/r^2$, v étant la vitesse radiale du neutron. Le nombre probable de neutrons passant par seconde à travers une surface élémentaire dS normale au rayon est $dSv\,|b|^2/r^2 = v\,|b|^2 d\Omega$, où $d\Omega = dS/r^2$ est l'angle solide sous lequel la surface dS est vue depuis le centre diffuseur. La densité du flux de probabilité de l'onde incidente est $v\,|e^{ikr}|^2 = v$, de sorte que la section de diffusion dans l'angle solide $d\Omega$ est donnée par

$$d\sigma = v\,|b|^2\,d\Omega/v = |b|^2\,d\Omega. \tag{99.6}$$

La section de diffusion totale est

$$\sigma = 4\pi\,|b|^2. \tag{99.7}$$

5. La notion d'amplitude de diffusion peut être définie pour la diffusion des rayons X sur les atomes, exactement comme dans le cas de la diffusion des neutrons. Dans le tableau 20 on a rassemblé les valeurs de l'amplitude de diffusion f des rayons X sur les atomes (pour un angle de diffusion égal à zéro) et les valeurs de l'amplitude de diffusion b sur les noyaux atomiques de plusieurs éléments. Lorsque le symbole de l'élément chimique est affecté d'un nombre de

Tableau 20

Amplitudes de diffusion des rayons X (f) et des neutrons (b) sur certains éléments (en unités 10^{-12} cm)

Elément	Nombre d'électrons	f	b
H	1	0,282	—0,374
D	1	0,282	0,667
Li	3	0,84	—0,214
^{6}Li	3	0,84	$0,18+i0,025$
B	5	1,41	$0,54+i0,021$
^{10}B	5	1,41	$0,14+i0,11$
O	8	2,25	0,575
S	16	4,5	0,28
Ti	22	6,2	—0,34
V	23	6,5	—0,05
Fe	26	7,3	0,95
Ni	28	7,9	1,03
^{58}Ni	28	7,9	1,44
^{62}Ni	28	7,9	—0,87
Zr	40	11,3	0,71
Cd	48	13,6	$0,37+i0,16$
^{113}Cd	48	13,6	$-1,5+i1,2$
U	92	25,9	0,82

masse, cela signifie que les amplitudes de diffusion concernent un isotope déterminé de l'élément correspondant. Lorsque le nombre de masse n'est pas indiqué, cela signifie qu'il s'agit de la diffusion sur le mélange naturel des isotopes de l'élément.

Le tableau laisse apparaître que les amplitudes de diffusion des rayons X sur les atomes varient de façon rigoureusement proportionnelle au nombre d'électrons atomiques. Les amplitudes de diffusion des isotopes d'un même élément chimique sont exactement les mêmes, ce qui a été déjà indiqué plus haut. Les amplitudes de diffusion des neutrons sur les noyaux varient de façon irrégulière lorsqu'on passe d'un noyau à un noyau différent. Pour tous les noyaux, qu'ils soient légers ou lourds, leurs valeurs sont comprises entre 10^{-13} et 10^{-12} cm. On pourrait s'y attendre puisque la section efficace de 10^{-24} cm^2 est caractéristique des processus nucléaires. Comme l'intensité de la diffusion est définie par le carré de l'amplitude de diffusion, la diffusion des rayons X sur un atome d'uranium est $(25,9/0,282)^2 = 8400$ fois plus intense que la diffusion sur un atome d'hydrogène. L'intensité de la diffusion des neutrons n'augmente dans ce cas que de $(0,82/0,374)^2 = 4,8$ fois. Nous avons déjà signalé toute l'importance que présente cette différence pour les études des structures cristallines.

6. Etant donné que certains noyaux possèdent des niveaux de résonance proches de l'énergie des neutrons thermiques, l'amplitude

de diffusion b correspondante est négative et prend une forme complexe dans le cas où les neutrons sont absorbés par les noyaux. Dans le tableau 20 l'amplitude complexe b correspond aux neutrons dont l'onde associée a une longueur de 0,1 nm. Si l'on n'envisage que les ondes neutroniques non amorties, l'amplitude de diffusion, qu'elle soit positive ou négative, doit être réelle.

Le signe de l'amplitude de diffusion peut se refléter sur les phénomènes physiques observés. Considérons, par exemple, la diffusion de l'onde neutronique sur un réseau cristallin. On peut l'interpréter comme le résultat de la réflexion des ondes sur les plans atomiques parallèles suivie de leurs interférences. L'amplification interférentielle des ondes réfléchies s'exprime par la condition de Bragg-Wulff (99.4). Si le plan atomique ne comporte que des noyaux atomiques d'une sorte, les ondes diffusées sur les noyaux de ce plan se renforcent mutuellement suivant la direction de réflexion sur ce plan. Si les plans atomiques comportent des noyaux atomiques de deux sortes, donnant tous deux des amplitudes de diffusion réelles mais de signes contraires, chaque plan fournit deux ondes réfléchies dont les phases sont opposées. Ces ondes s'affaiblissent mutuellement. Dans le cas où les amplitudes de diffusion sont égales en module, les interférences de ces deux ondes provoquent leur destruction mutuelle. Cela implique que la réflexion sur ce plan atomique sera absente et qu'il n'y aura donc aucun faisceau diffracté.

L'existence d'amplitudes de diffusion de neutrons de signes opposés est utilisée pour la fabrication de *matrices nulles*, i.e. d'alliages qui pour certaines concentrations des constituants fournissent des amplitudes de diffusion qui sont nulles en moyenne. La diffusion cohérente des neutrons ne peut avoir lieu sur ces alliages. Tels sont les alliages Ti-Zr, les alliages à base de Mn, ainsi que le mélange des isotopes de Ni. Considérons par exemple l'alliage Ti-Zr et notons x la teneur d'atomes de titane donnée en pour cent. L'alliage ne provoquera pas une diffusion cohérente des neutrons si sa composition satisfait à la condition

$$0{,}34x + 1{,}44\,(1 - x) = 0,$$

i.e. pour $x = 80$ %. On notera que ce résultat n'est pas aussi évident que dans le cas d'un réseau cristallin comportant deux sortes d'atomes. Ce résultat implique la *cohérence des ondes* diffusées par tous les atomes de l'alliage. Or cette condition ne sera certainement pas satisfaite si la répartition des deux sortes d'atomes est aléatoire.

7. Lorsqu'une onde neutronique venant du vide pénètre dans un milieu, elle subit une diffusion sur les noyaux atomiques. En négligeant toutes les fluctuations, les ondes diffusées seront cohérentes puisqu'elles sont excitées par la même onde incidente. Bien entendu, cette conclusion n'est valable que si les noyaux diffuseurs

sont lourds, i.e. si leurs masses sont grandes par rapport à celle du neutron. Si cette condition n'est pas vérifiée, la diffusion sur les noyaux légers donnera lieu à une variation de la longueur de l'onde neutronique et la cohérence des ondes sera détruite. Dans le cas des noyaux lourds, cet effet est insignifiant de sorte que les ondes diffusées sont pratiquement cohérentes. Il va de soi que la matière irradiée ne doit être le siège d'aucune réaction nucléaire induite par les neutrons incidents. Si ces différentes conditions sont satisfaites, les ondes neutroniques diffusées sur les noyaux interfèrent entre elles et avec l'onde incidente. C'est à la suite de ces interférences qu'apparaît l'onde neutronique qui se propage dans le milieu. Le même mécanisme de formation de l'onde réfléchie et des faisceaux diffractés caractérise les phénomènes de diffraction.

8. Partant de ces conceptions, introduisons l'*indice de réfraction* des ondes neutroniques dans les milieux matériels. Considérons une

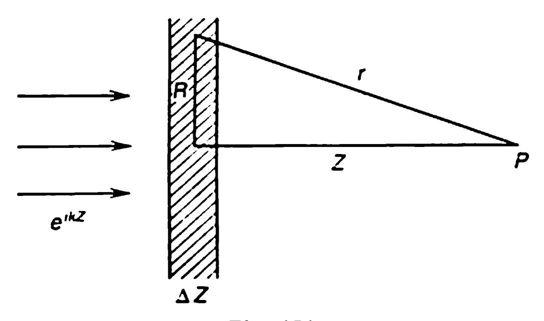


Fig. 171

couche plan-parallèle de matière dont l'épaisseur Δz est beaucoup plus petite que la longueur d'onde λ (fig. 171) et sur laquelle tombe une onde neutronique e^{ikz}. L'onde neutronique diffusée sur un noyau crée, en un point P éloigné, un champ be^{ikr}/r. Pour trouver la somme de tous ces champs, utilisons la méthode des zones de Fresnel (cf. t. IV, § 39). En optique l'application de cette méthode suppose que des ondes issues des zones de Fresnel successives parviennent jusqu'au point d'observation avec une faible atténuation. La même hypothèse est valable pour les ondes neutroniques. Dans ce cas le champ de rayonnement total de la couche considérée est égal, au point d'observation, à la moitié du rayonnement émis par la zone de Fresnel centrale délimitée sur notre couche de matière. L'aire de la zone de Fresnel centrale est égale à

$$S = \pi R^2 = \pi (z + \lambda/2)^2 - \pi z^2 = \pi z\lambda.$$

Cette zone peut contenir $NS\Delta z$ noyaux, N étant le nombre de noyaux contenus dans l'unité de volume. Si toutes les ondes issues des noyaux parvenaient avec la même phase au point P, le champ de rayonne-

ment en ce point serait égal à

$$^{1}/_{2}S\Delta zNbe^{ikz}/z = {}^{1}/_{2}\pi Nbe^{ikz}\Delta z.$$

En réalité toutes les ondes diffusées présentent un retard de phase par rapport à l'onde issue du centre de la zone. Le retard de phase des ondes issues des points périphériques de la zone est égal à π. Pour tenir compte de ces déphasages, utilisons la méthode des diagrammes vectoriels. Divisons la zone centrale en une multitude de couronnes circulaires infiniment étroites d'aires égales. Les ondes issues de ces couronnes auront des amplitudes égales (à condition de négliger l'influence de l'inclinaison des rayons par rapport au plan de la zone, ce qui est toléré en approximation). Si toutes ces ondes avaient la même phase, l'onde résultante émise par la zone centrale et observée au point P pourrait être représentée sur le diagramme vectoriel par le segment rectiligne OA formé de vecteurs infinitésimaux représentant les rayonnements issus des couronnes (fig. 172). Du fait des déphasages les vecteurs infinitésimaux avoi-

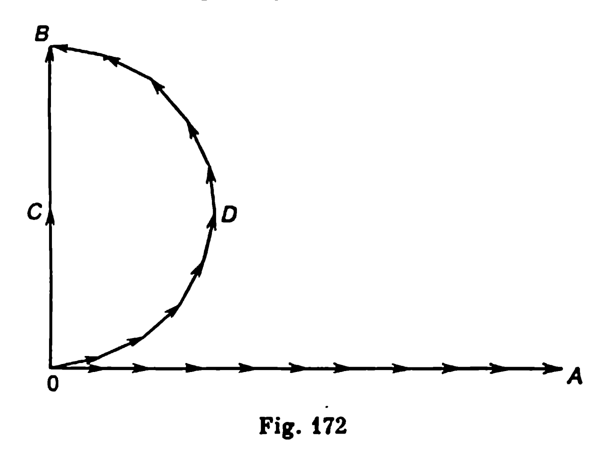


Fig. 172

sinants forment entre eux des angles égaux, le sens du dernier vecteur étant opposé à celui du premier vecteur. Cela signifie que le segment rectiligne OA doit être remplacé par la ligne brisée ODB de même longueur que OA et représentant la moitié d'un polygone régulier.

A la limite où la longueur de chaque segment de cette ligne brisée tend vers zéro, la ligne brisée se réduit à un demi-cercle de même longueur que le segment OA. Le vecteur $\overrightarrow{OB}$ qui relie les points initial et final de ce demi-cercle représente sur le diagramme l'onde émise par la zone centrale qu'on observe au point P ; la moitié $\overrightarrow{OC}$ du vecteur $\overrightarrow{OB}$ représente l'onde résultante émise par la couche plan-

parallèle toute entière. Le vecteur $\overrightarrow{OC}$ fait avec le segment rectiligne un angle égal à $\pi/2$, ce qui signifie que la phase de l'onde résultante retarde de $\pi/2$ sur l'onde issue du centre de la zone. Il s'ensuit que pour trouver la vraie amplitude on doit multiplier l'expression ci-dessus par $2/\pi$ et pour trouver la vraie phase il faut la multiplier par $e^{i\pi/2} = -i$. Ainsi, au point P, l'onde diffusée est donnée par

$$-i\lambda Nbe^{ikz}\Delta z.$$

En y ajoutant l'onde incidente e^{ikz} on trouve l'onde totale parvenant au point P:

$$\psi_P = (1 - i\lambda Nb\Delta z)\, e^{ikz} = e^{i(kz - \lambda Nb\Delta z)}.$$

Pour que la démonstration soit valable il faut poser que $\lambda N \mid b \mid \Delta z \ll \ll 1$. D'autre part, on peut exprimer la même onde en fonction de l'indice de réfraction n des ondes neutroniques:

$$\psi_P = e^{ik(z-\Delta z)+ikn\Delta z} = e^{i[kz+k(n-1)\Delta z]}.$$

En identifiant les deux expressions de ψ_P on trouve

$$n = 1 - Nb\lambda/k = 1 - {}^1/_2 Nb\lambda^2/\pi. \tag{99.8}$$

9. La formule (99.8) n'est valable que si

$$N \mid b \mid \lambda^2 \ll 1. \tag{99.9}$$

En effet la fonction ψ figurant dans la formule (99.5) doit être interprétée comme la *fonction d'onde totale* engendrée à l'emplacement du noyau diffuseur par toutes les sources extérieures. Or, pour établir la formule (99.8), on a utilisé à la place de la fonction d'onde totale l'onde plane *incidente* en négligeant les ondes diffusées par tous les noyaux autres que le noyau considéré. Il n'a pas été tenu compte des effets de réflexion des ondes sur les frontières de la couche Δz. La conséquence en est que dans l'approximation utilisée la traversée de la couche ne donne lieu qu'à une variation de phase de l'onde, son amplitude étant inaffectée.

On pourrait généraliser la formule (99.8) au cas où la condition (99.9) n'est pas vérifiée en tenant compte de la diffusion sur les noyaux non seulement de l'onde incidente primaire, mais de toutes les ondes secondaires issues des noyaux du milieu considéré. Nous ne ferons pas ces calculs parce que nous préférons une démonstration plus simple, quoique formelle, qui est fondée sur la similitude entre l'optique ondulatoire et la mécanique classique (cf. t. IV, §§ 3, 4).

Soit un neutron tombant du vide sur la surface plane d'un milieu matériel. Puisque le neutron possède des propriétés d'onde et de corpuscule, on peut définir l'indice de réfraction n de deux façons différentes: soit comme le rapport des vitesses de phase des ondes neutroniques dans le vide et dans le milieu, soit comme le rapport de la vitesse de propagation v_2 du neutron dans le milieu

à sa vitesse v_1 dans le vide:

$$n = v_2/v_1.$$

La trajectoire du neutron subit une réfraction à la frontière du milieu parce que celle-ci exerce sur le neutron une force de répulsion ou d'attraction. On peut en tenir compte en introduisant le saut U que subit l'énergie potentielle du neutron à la traversée de la frontière entre le milieu et le vide:

$$^1/_2 mv_1^2 = {}^1/_2 mv_2^2 + U,$$

où m est la masse du neutron. Il s'ensuit que

$$n^2 = v_2^2/v_1^2 = 1 - 2U/(mv_1^2).$$

En y introduisant la longueur de l'onde neutronique dans le vide $\lambda = h/(mv_1)$, il vient

$$n^2 = 1 - 2Um\lambda^2/h^2.$$

Pour déterminer la constante Um/h^2 il suffit de remarquer que lorsque $| n - 1 | \ll 1$, la formule ci-dessus s'écrit

$$n = 1 - Um\lambda^2/h^2.$$

Mais dans ce cas la formule (99.8) est également valable. En identifiant les deux formules on obtient $Um/h^2 = {}^1/_2\ Nb/\pi$, d'où l'on trouve en définitive

$$n^2 = 1 - Nb\lambda^2/\pi. \qquad (99.10)$$

10. Nous avons déjà indiqué que lorsque la condition (99.9) est vérifiée, l'indice de réfraction des ondes neutroniques est très proche de l'unité. Suivant le signe de b, n peut être plus petit (pour $b > 0$) ou plus grand (pour $b < 0$) que l'unité. C'est l'une des propriétés qui déterminent les différences entre les rayons X et les ondes associées aux neutrons pour lesquelles on a toujours $n < 1$. Cela résulte de ce que la fréquence du rayonnement X est toujours supérieure aux fréquences de vibration propres des électrons atomiques, tandis que l'énergie des neutrons thermiques peut être plus grande ou plus petite que l'énergie des niveaux de résonance des noyaux. Lorsque $n < 1$, une onde neutronique venant du vide et tombant sous incidence rasante sur la frontière du milieu y subit une réflexion totale.

Dans le cas des neutrons hyperfroids satisfaisant à la condition

$$Nb\lambda^2/\pi > 1 \qquad (99.11)$$

l'indice de réfraction n doit être, conformément à la formule (99.10), purement imaginaire. Cela signifie que lorsque l'onde neutronique venant du vide tombe sur la frontière du milieu, elle ne peut y pénétrer qu'à une faible profondeur, après quoi elle subit une réflexion totale (cf. t. IV, § 64, 2). On peut mettre la condition (99.11) sous

la forme suivante:

$$\lambda > \lambda_{\text{lim}}, \qquad (99.12)$$

où

$$\lambda_{\text{lim}} = \sqrt{\pi/(Nb)} \qquad (99.13)$$

est la *longueur d'onde limite du neutron*; l'énergie et la vitesse correspondantes:

$$\mathscr{E}_{\text{lim}} = mv_{\text{lim}}^2/2 = {}^1/_2 Nbh^2/(\pi m), \qquad (99.14)$$

$$v_{\text{lim}} = h/(m\lambda_{\text{lim}}) \qquad (99.15)$$

sont appelées *énergie limite* et *vitesse limite du neutron*. Dans le tableau 21 on indique les valeurs de ces grandeurs pour certains matériaux.

Tableau 21

Energie, longueur d'onde et vitesses limites des neutrons dans certains matériaux

Matériau	$\mathscr{E}_{\text{lim}}$, 10^{-7} eV	λ_{lim}, nm	v_{lim}, m/s
Aluminium	0,55	122	3,2
Magnésium	0,605	116	3,36
Cuivre	1,72	69	5,7
Carbone	1,94	65	6,1
Béryllium	2,40	58	6,8

11. Pour obtenir des neutrons hyperfroids, on utilise les réacteurs nucléaires. Lors de la fission des noyaux d'uranium ou de plutonium dans les réacteurs. on obtient des neutrons d'une énergie de plusieurs MeV. Ces neutrons sont ralentis jusqu'aux énergies thermiques dans les matériaux des chemises entourant le combustible nucléaire gainé. Dans ces conditions on obtient une petite quantité de neutrons hyperfroids. Leur nombre ne représente que la 10^{-13}-ième partie du nombre total de neutrons (le modérateur doit être maintenu à une température proche de la température ordinaire). Les neutrons hyperfroids sont extraits du réacteur à l'aide d'un *conduit de neutrons*, qui est un tube maintes fois coudé. Aucun autre neutron ne peut s'échapper par ce conduit, car à l'exception des neutrons hyperfroids ils sont absorbés par les parois du conduit et par les matériaux environnants. Les neutrons hyperfroids subissent une réflexion totale sur la frontière entre le vide et un milieu matériel. Généralement on dispose dans le conduit de neutrons, à proximité du cœur du réacteur, un modérateur supplémentaire qu'on appelle *convertisseur*. Il est recommandé de le refroidir pour accroître la part de neutrons hyperfroids. Le conduit de neutrons est souvent incliné et montant afin de ralentir les neutrons sous l'action de la force de pesanteur.

Un autre procédé d'obtention de neutrons hyperfroids consiste à réfléchir les neutrons sur un miroir magnétique mobile (le principe de ce dispositif est expliqué dans ce qui suit). L'avantage de ce procédé réside en ce que tous les instruments sont disposés en dehors des systèmes de protection du réacteur.

A l'aide de ces procédés on obtient des flux de neutrons hyperfroids d'une intensité de plusieurs centaines de neutrons par seconde et par cm^2 de la section droite du conduit de neutrons; les densités des neutrons hyperfroids ne dépassent jamais 1 neutron/cm^3.

12. La réflexion totale des neutrons hyperfroids satisfaisant à la condition (99.12) est utilisée dans la construction des *pièges à neutrons hyperfroids*, dont le principe a été suggéré, en 1959, par Y. Zeldovitch (1914-1987). Le piège se présente sous la forme d'un récipient évacué. Les neutrons hyperfroids vérifiant la condition (99.11), qui se trouvent dans ce récipient, sont réfléchis par les parois quel que soit leur angle d'incidence. La réflexion totale des neutrons sur des parois parfaitement propres et lisses correspond au cas idéal. Les parois des pièges réels présentent des rugosités, sont couvertes d'impuretés, sont sujettes aux vibrations, etc. Dans ces conditions l'interaction des neutrons avec les parois donne lieu à l'absorption et à l'échauffement du gaz de neutrons. Un rôle particulièrement néfaste revient aux pellicules d'impuretés qui se composent de substances hydrogénées, l'eau notamment. Ces différents facteurs réduisent la durée de conservation des neutrons hyperfroids dans le récipient. Actuellement on est arrivé à atteindre une durée de conservation de ~ 1000 s, ce qui coïncide pratiquement avec la durée de vie du neutron limitée par sa désintégration β (917 ± 14) s.

Les neutrons hyperfroids peuvent être utilisés dans les expériences ayant pour objet de déceler chez le neutron l'existence éventuelle d'une charge électrique Q_n et d'un moment dipolaire électrique d_n ou pour l'étude d'autres propriétés fondamentales du neutron. Les expériences ont montré que $Q_n < 2\cdot 10^{-22}\, e$ (e — charge élémentaire) et $d_n < 2\cdot 10^{-25}$ cm$\cdot e$.

13. Comme le neutron possède un moment magnétique $\mu = 6{,}03\cdot 10^{-12}$ eV/G, les ondes neutroniques sont diffusées non seulement sur les noyaux, mais aussi sur les atomes dont les cortèges électroniques possèdent des moments magnétiques (les moments magnétiques des noyaux étant des milliers de fois plus petits ne jouent aucun rôle). Cette diffusion est donc déterminée non plus par les forces nucléaires, mais par les forces *électromagnétiques*. Elle peut être décrite, à l'instar de la diffusion sur les noyaux, à l'aide de l'*amplitude de diffusion magnétique des neutrons*. Dans le cas de substances magnétiques (fer, cobalt, nickel, etc.) les amplitudes de diffusion nucléaire et magnétique sont du même ordre de grandeur. Si les moments magnétiques des atomes de la substance sont

orientés au hasard, la diffusion magnétique sur les atomes ne sera pas cohérente, mais s'ils sont alignés, la diffusion sera cohérente et présentera des maximums de diffraction dont les positions dépendent de la structure magnétique de la substance considérée. Signalons, par exemple, que c'est la neutronographie magnétique qui a permis d'élucider la structure magnétique des antiferromagnétiques.

Grâce à l'existence d'un moment magnétique, les neutrons hyperfroids peuvent éprouver une réflexion totale sur les régions où règne un champ magnétique fort (miroirs magnétiques). Il faut pour cela que le moment magnétique du neutron soit orienté dans un sens tel que le neutron soit repoussé par le champ magnétique et que son énergie cinétique $\mathcal{E}$ soit égale ou inférieure à μH. Pour $\mathcal{E} = 10^{-7}$ eV, on doit avoir $H > \mathcal{E}/\mu = 1{,}7 \cdot 10^4$ G.

La réflexion totale des neutrons sur les miroirs magnétiques en présence d'un champ magnétique permet de produire des faisceaux de neutrons *complètement polarisés* et de forte intensité. La neutronographie magnétique fournit des informations sur l'orientation des moments magnétiques de chacun des constituants d'un alliage binaire magnétique.

On a créé des pièges à neutrons — des *anneaux de stockage de neutrons*, utilisant un autre principe que celui des pièges que nous avons décrits plus haut. Dans les anneaux en question, les neutrons d'énergie inférieure à $2 \cdot 10^{-6}$ eV sont maintenus sur une orbite d'un diamètre de 1 m environ par un champ magnétique inhomogène. Le temps de confinement des neutrons dans les anneaux de stockage est déjà supérieur au temps de vie des neutrons précédant leur désintégration β. Ce principe de confinement a été conçu, en 1960, par V. Vladimirski (né en 1915).

CHAPITRE XV

NOTIONS D'ASTROPHYSIQUE

§ 100. Origine de l'énergie stellaire

1. L'énergie rayonnée par les étoiles provient des *réactions thermonucléaires* dont elles sont le siège. Quoique cette conception eût été émise par plusieurs savants, une théorie quantitative détaillée de l'origine de l'énergie stellaire n'a été élaborée par Bethe (né en 1906) qu'en 1939.

Selon les conceptions modernes, les étoiles naissent à partir de gaz et de poussières interstellaires de grande étendue dont l'hydrogène est le principal constituant. Du fait de l'instabilité gravitationnelle, ce mélange de gaz et de poussières se divise en une multitude de nuages plus petits. Initialement chacun de ces nuages n'est qu'une *protoétoile*, mais si sa masse est suffisamment grande, il peut former une étoile. En se contractant sous l'effet de sa propre gravitation, la protoétoile s'échauffe. Lorsque des réactions thermonucléaires proton-proton s'initient au cœur de l'étoile en formation et que sa contraction ultérieure s'arrête sous l'action des forces de pression internes, l'*étoile* est formée.

2. Evaluons la température moyenne de l'étoile au moment où elle s'est formée à partir du nuage de gaz et de poussière. Il suffit de connaître l'énergie cinétique moyenne du mouvement thermique des particules constituant l'étoile. Nous supposerons, pour simplifier, que l'étoile se compose d'hydrogène qui, aux températures élevées régnant dans le cœur de l'étoile, est *complètement ionisé* et se compose de noyaux atomiques dénudés (protons) et d'électrons. Ces particules tirent leur énergie de mouvement thermique de l'énergie gravitationnelle libérée lors de la contraction de l'étoile. Une partie seulement de cette énergie est utilisée pour échauffer l'étoile, l'autre partie étant dissipée par rayonnement. C'est pour cela qu'au lieu d'utiliser la loi de la conservation de l'énergie, nous utiliserons le *théorème classique du viriel*.

Le théorème du viriel concerne le comportement d'un système mécanique de particules exécutant un mouvement fini. En notant $\boldsymbol{r}_i$ le rayon vecteur de la i-ème particule, m_i la masse de cette particule et $\boldsymbol{F}_i$ la force à laquelle elle est soumise, on a

$$\frac{d}{dt}(m_i \boldsymbol{r}_i \dot{\boldsymbol{r}}_i) = m_i \dot{\boldsymbol{r}}_i^2 + \boldsymbol{r}_i m_i \ddot{\boldsymbol{r}}_i = 2K_i + \boldsymbol{r}_i \boldsymbol{F}_i.$$

Sommons cette relation sur toutes les particules du système et notons K son énergie cinétique. On aura alors

$$\frac{d}{dt}\sum_i m_i \mathbf{r}_i \dot{\mathbf{r}}_i = 2K + \sum_i \mathbf{r}_i \mathbf{F}_i.$$

En prenant la moyenne de cette égalité sur un intervalle de temps T infiniment long, on obtient

$$\frac{\sum (m_i \mathbf{r}_i \dot{\mathbf{r}}_i)_{t=T} - \sum (m_i \mathbf{r}_i \dot{\mathbf{r}}_i)_{t=0}}{T} = 2\overline{K} + \overline{\sum \mathbf{r}_i \mathbf{F}_i},$$

où le trait horizontal désigne la moyenne dans le temps. Pour $T \to \infty$ et compte tenu du caractère limité de l'espace dans lequel se déplace le système, le premier membre tend vers zéro et on obtient finalement

$$2\overline{K} + \overline{\sum \mathbf{r}_i \mathbf{F}_i} = 0. \qquad (100.1)$$

Cette égalité est l'expression du théorème du viriel (on appelle viriel la quantité $^1/_2\overline{\sum \mathbf{r}_i \mathbf{F}_i}$). Le théorème du viriel est une conséquence exacte de la mécanique classique newtonienne, à condition d'entendre par $\mathbf{F}_i$ la force totale s'exerçant sur la i-ème particule. La moyenne que fait intervenir le théorème du viriel est une *moyenne dans le temps*, tandis que notre problème concerne la *moyenne sur l'ensemble des particules*. Or, si les conditions extérieures restent constantes pendant le temps T, les deux moyennes coïncident.

Dans le cas qui nous concerne ici, le théorème du viriel doit être appliqué non pas à la protoétoile, mais à l'*étoile* qui en dérive. La protoétoile, étant soumise à une contraction gravitationnelle, se trouve dans un état non stationnaire et on ne peut donc lui appliquer les grandeurs moyennes qu'utilise le théorème du viriel. Ce n'est que lorsque la contraction gravitationnelle cessera de progresser par suite de l'accroissement de la pression, i.e. lorsque naîtra l'étoile, qu'apparaîtra l'état stationnaire. Dans cet état les valeurs moyennes de l'énergie cinétique du mouvement désordonné des particules, de l'énergie potentielle de leur attraction gravitationnelle ainsi que celles d'autres grandeurs deviennent bien déterminées.

3. Calculons le viriel d'une étoile composée de nombres égaux de protons et d'électrons. Quoique des forces électriques coulombiennes s'exercent entre ces particules, nous n'en tiendrons pas compte dans le calcul du viriel parce que l'étoile est *électriquement neutre*. Considérons une paire de particules i et j. La contribution de cette paire à la somme $\sum_i \mathbf{r}_i \mathbf{F}_i$ est

$$\mathbf{r}_i \mathbf{F}_i + \mathbf{r}_j \mathbf{F}_j = (\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)\, \mathbf{F}_{ij} = \mathbf{r}_{ij} \mathbf{F}_{ij},$$

où $\mathbf{F}_{ij}$ est la force qu'exerce la particule j sur la particule i et $\mathbf{r}_{ij}$

le rayon vecteur reliant la particule j à la particule i. Si les particules portent des charges de même signe, $\boldsymbol{F}_{ij}$ désignera une force de répulsion et le produit $\boldsymbol{r}_{ij}\boldsymbol{F}_{ij}$ sera une quantité positive. Dans les cas où les particules i et j portent des charges de signes contraires, le produit $\boldsymbol{r}_{ij}\boldsymbol{F}_{ij}$ sera négatif. Posons que l'étoile contient n protons et n électrons. Le nombre de paires de protons et de paires d'électrons est évidemment égal à $^1/_2\, n\,(n-1) \approx {}^1/_2\, n^2$, soit n^2 paires de particules de même signe. Le nombre de paires de particules portant des charges de signes contraires sera lui aussi égal à n^2. La somme totale $\sum \boldsymbol{r}_i\boldsymbol{F}_i$ concernant les forces d'interaction coulombienne sera donc nulle en moyenne.

Il est tout aussi inutile de tenir compte d'éventuelles forces magnétiques. La force $\boldsymbol{F}$ s'exerçant sur une particule dans le champ magnétique $\boldsymbol{H}$ est proportionnelle à $[\boldsymbol{vH}]$, $\boldsymbol{v}$ étant la vitesse de la particule. Pour une particule donnée, cette force peut être dirigée dans un sens ou dans le sens diamétralement opposé avec la même probabilité. En conséquence la valeur moyenne du produit scalaire $(\boldsymbol{r}\,[\boldsymbol{vH}])$ est nulle.

Les seules forces qui déterminent la valeur du viriel d'une étoile sont les *forces de gravitation*. Comme ce sont des forces d'attraction, la somme $\sum \boldsymbol{r}_i\boldsymbol{F}_i$ est négative. Les forces gravitationnelles admettent un potentiel et la somme $\sum \boldsymbol{r}_i\boldsymbol{F}_i$ peut donc s'exprimer en termes de l'énergie potentielle de l'interaction gravitationnelle des particules du système $U = \sum U_{ij}$, où

$$U_{ij} = -\frac{G}{2}\,\frac{m_i m_j}{r_{ij}}. \qquad (100.2)$$

Ici m_i et m_j sont les masses des particules i et j et r_{ij} est la distance entre les particules. Considérons deux particules quelconques étiquetées i et j. Leur contribution à la somme $\sum \boldsymbol{r}_i\boldsymbol{F}_i$ est $\boldsymbol{r}_i\boldsymbol{F}_{ij} + \boldsymbol{r}_j\boldsymbol{F}_{ji}$, où $\boldsymbol{F}_{ij}$ est la force qu'exerce la particule j sur la particule i. L'action étant égale à la réaction $\boldsymbol{F}_{ji} = -\boldsymbol{F}_{ij}$, ce terme s'écrit

$$\boldsymbol{r}_i\boldsymbol{F}_{ij} - \boldsymbol{r}_j\boldsymbol{F}_{ij} = (\vec{r}_i - \vec{r}_j)\,\boldsymbol{F}_{ij} = \boldsymbol{r}_{ij}\boldsymbol{F}_{ij}.$$

On a évidemment $\boldsymbol{F}_{ij} = -\mathrm{grad}_i\, U_{ij}$ où le gradient est calculé en fonction des coordonnées de la particule i en supposant que la particule j est fixe. On a donc

$$\boldsymbol{r}_i\boldsymbol{F}_{ij} + \boldsymbol{r}_j\boldsymbol{F}_{ji} = -\boldsymbol{r}_{ij}\,\mathrm{grad}_i U_{ij} = -r_{ij}\,\frac{\partial U_{ij}}{\partial r_{ij}}.$$

On peut omettre les indices auprès de U_{ij} si l'on prend la dérivée partielle en r_{ij} en supposant que seule varie la distance entre les particules i et j, toutes les autres distances entre les particules étant invariables. On obtient ainsi la relation

$$\sum \boldsymbol{r}_i\boldsymbol{F}_i = -\sum_{i,\,j} r_{ij}\,\frac{\partial U}{\partial r_{ij}}.$$

Or U est une fonction homogène de degré -1 des distances r_{ij}. En vertu du théorème d'Euler connu des fonctions homogènes

$$\sum_{i,j} r_{ij} \frac{\partial U}{\partial r_{ij}} = -U.$$

Finalement la relation (100.1) se réduit à

$$2\bar{K} + \bar{U} = 0. \tag{100.3}$$

Nous avons déjà eu affaire à un cas particulier de cette relation en mécanique (t. I, § 58). Il s'agissait du mouvement circulaire d'une planète autour du Soleil (ou du mouvement d'un satellite artificiel autour de la Terre). Dans ce cas les grandeurs K et U sont constantes et il n'y a pas lieu de calculer des moyennes.

Comparons la relation (100.3) avec l'équation exprimant la conservation de l'énergie. L'énergie gravitationnelle libérée lors de la contraction de la protoétoile est utilisée en partie pour accroître l'énergie cinétique (thermique) K de l'étoile en formation, l'autre partie étant dissipée en rayonnement électromagnétique et en émission de neutrinos. Notons $\mathscr{E}_{\text{ray}}$ cette dernière partie dissipée en rayonnements. On écrira alors

$$K + U + \mathscr{E}_{\text{ray}} = 0.$$

En calculant la moyenne de cette expression et en la retranchant de (100.3) on obtient

$$\bar{K} = \bar{\mathscr{E}}_{\text{ray}}. \tag{100.4}$$

Ce résultat montre que *la moitié de l'énergie gravitationnelle libérée lorsque la contraction gravitationnelle de la protoétoile la transforme en étoile sert à accroître l'énergie cinétique (thermique) de l'étoile, l'autre moitié de l'énergie libérée étant dissipée par rayonnement.* C'est une conclusion générale indépendante de notre hypothèse que l'étoile se compose uniquement d'hydrogène. Lorsque commenceront les réactions thermonucléaires et qu'il s'établira un état stationnaire, les grandeurs $\bar{K}$ et $\bar{U}$ resteront invariables et toute l'énergie libérée dans les réactions thermonucléaires sera dissipée par rayonnement.

4. Maintenant nous sommes en mesure d'évaluer la température moyenne $\bar{T}$ de l'étoile. Notons $m(r)$ la masse de la substance stellaire contenue dans une sphère de rayon r et dont le centre est confondu avec le centre de l'étoile. Lorsqu'une masse dm venant de l'infini tombe sur la surface de cette sphère, une énergie gravitationnelle $Gm\,dm/r$ est libérée. L'énergie gravitationnelle totale libérée lors de la formation de l'étoile est donnée par l'intégrale

$$G \int_0^M m\,dm/r,$$

où M est la masse de l'étoile formée. Nous venons de démontrer que la moitié de cette énergie est utilisée pour échauffer l'étoile. Par la suite, lorsque la contraction gravitationnelle aura cessé, les réactions thermonucléaires se produisant au sein de l'étoile fourniront l'énergie nécessaire pour que la température et le rayonnement de l'étoile restent constants. Ainsi l'énergie thermique $\bar{K}$ de l'étoile reste constante et égale à la moitié de l'intégrale donnée ci-dessus. On pourrait calculer exactement cette intégrale si l'on connaissait la densité $\rho = \rho(r)$ de la substance stellaire. Comme nous ne la connaissons pas, on doit remplacer le calcul exact par une estimation. On a

$$\bar{K} = (G/2) \int_0^M m\, dm/r = (GM^2/4) \langle 1/r \rangle,$$

soit

$$\bar{K} = (GM^2/4R) \langle R/r \rangle, \tag{100.5}$$

où $\langle R/r \rangle$ désigne une certaine valeur moyenne de la quantité R/r, à savoir

$$\langle R/r \rangle = (2/M^2) \int_0^M (R/r)\, m\, dm. \tag{100.6}$$

Nous procédons à l'évaluation de la température moyenne d'une étoile qui vient de naître à partir d'un nuage de gaz et de poussière qui se compose pratiquement d'hydrogène complètement ionisé. Dans l'étoile dont nous cherchons la température moyenne, l'hydrogène n'a pas encore été épuisé dans les réactions de fusion ; comme sa température est très élevée, on peut lui appliquer la statistique classique de Boltzmann qu'on utilise par la suite.

L'énergie moyenne du mouvement thermique du proton est égale à $^3/_2\, k\bar{T}$, k étant la constante de Boltzmann. L'énergie moyenne de l'électron est égale elle aussi à $^3/_2\, k\bar{T}$. Le nombre de protons (et celui des électrons) contenus dans l'étoile est égal à M/m_p, m_p étant la masse du proton. Il s'ensuit que l'énergie thermique de l'étoile toute entière est égale à $3Mk\bar{T}/m_p$. En égalant cette expression à la formule (100.5) on trouve

$$\bar{T} = \frac{GMm_p}{12kR} \left\langle \frac{R}{r} \right\rangle. \tag{100.7}$$

Pour pouvoir faire un calcul exact de $\bar{T}$ d'après la formule (100.7) il faudrait connaître la densité ρ de la substance de l'étoile en fonction de la distance r jusqu'à son centre puisque ce n'est qu'alors qu'on pourrait trouver la valeur moyenne de R/r. Mais comme $R/r > 1$, on doit avoir en tout cas

$$\bar{T} > GMm_p/(12kR). \tag{100.8}$$

5. On peut indiquer une évaluation plus précise de la limite inférieure de $\bar{T}$. La température figurant dans le second membre de (100.8) a été trouvée en posant que $R/r = 1$. L'étoile aurait cette température si la substance stellaire se condensait uniquement à sa surface. Cette température est sûrement inférieure à la température réelle de l'étoile puisque la progression ultérieure de la substance vers son cœur s'accompagne d'une production de travail supplémentaire par les forces gravitationnelles, ce travail élevant encore la température de l'étoile. On peut tenir compte (partiellement) de ce travail supplémentaire en supposant que la condensation conduit à la formation d'une étoile de densité ρ constante. Dans ce cas $m = (4\pi/3)\,\rho r^3$, $dm = 4\pi\rho r^2\,dr$, et l'application de la formule (100.6) conduit à $R/r = 6/5$. On obtient ainsi une évaluation plus précise, mais toujours par défaut, de la température moyenne de l'étoile

$$\bar{T} > GMm_p/(10kR). \qquad (100.9)$$

Appliquons ce résultat au cas du Soleil ($M = 2\cdot10^{33}$ g, $R = 7\cdot10^{10}$ cm), ou plus exactement à une étoile constituée d'hydrogène de même masse et de même rayon que le Soleil. On trouve alors

$$\bar{T}_{\odot} > \frac{6{,}67\cdot10^{-8}\cdot2\cdot10^{33}\cdot1{,}67\cdot10^{-24}}{10\cdot1{,}38\cdot10^{-16}\cdot7\cdot10^{10}} = 2{,}3\cdot10^6\ \text{K}.$$

L'ordre de grandeur de cette évaluation est correct quoique la température moyenne trouvée du Soleil soit trop basse.

Les méthodes optiques de mesure des températures ne permettent de mesurer que la température de la surface solaire, qui est de 6000 K environ. Selon les modèles du Soleil acceptés aujourd'hui, la masse de l'enveloppe du Soleil, où la température est inférieure à 10^6 K, ne représente que près de 1 % de la masse totale du Soleil. En conséquence l'enveloppe n'affecte pratiquement pas la température moyenne du Soleil.

6. Comme indiqué ci-dessus, le calcul exact de la température implique la connaissance de la densité de la substance dans les profondeurs du Soleil. Or elle est aussi à évaluer.

On peut affirmer que le calcul exact de la température dans les profondeurs du Soleil n'est pas un problème isolé, c'est une question complexe. Dans ce qui précède il était question d'une estimation grossière de la température. Dans le calcul rigoureux on doit déterminer non seulement la température, mais tout l'ensemble des paramètres interdépendants caractérisant l'état de l'étoile: pression, densité, température, composition chimique, luminosité de l'étoile, etc. Il faut en particulier qu'aux valeurs calculées de ces paramètres corresponde l'état d'équilibre de l'étoile. Ces calculs, qui impliquent une intégration numérique laborieuse, s'appuient sur les équations de conservation et de transfert de l'énergie, les équations de l'équi-

libre hydrodynamique, radiatif, de convection, la loi de Stefan-Boltzmann, etc., conjointement avec les valeurs mesurées de la masse et des dimensions du Soleil. Le calcul se fonde sur certains modèles du Soleil et la convergence des résultats permet de choisir un modèle vraisemblable du Soleil. Aujourd'hui tous les calculs se font sur ordinateur par la méthode des effets et corrections. Dans la théorie de l'évolution des étoiles des calculs analogues s'appliquent à ces modèles d'étoiles caractérisés par des paramètres différents.

Sans nous attarder sur ces questions, indiquons les données caractérisant le Soleil à l'étape actuelle de son évolution. Le Soleil est constitué d'hydrogène H, d'hélium He et d'autres éléments. En astrophysique on désigne leurs teneurs en masse par X, Y, Z. En faisant la moyenne sur différents modèles on trouve pour les couches extérieures du Soleil : $X = 0{,}71$, $Y = 0{,}265$, $Z = 0{,}025$. Ces données caractérisaient le Soleil tout entier à l'étape initiale de son évolution. Actuellement, près du centre C du Soleil, $X_C = 0{,}38$. La température, la pression et la densité y sont respectivement égales à $T_C = 15\cdot10^6$ K, $\mathcal{P}_C = 3{,}4\cdot10^{17}$ dynes/cm², $\rho_C = 160$ g/cm³.

7. Dès qu'il s'agit de la question des sources d'énergie alimentant les étoiles, ce n'est pas la température moyenne qui importe, mais la température dans les profondeurs des étoiles puisque c'est près du cœur que se déroulent les réactions thermonucléaires.

Indiquons l'une des estimations plausibles de la température au cœur d'une étoile, quoique cette estimation souffre des mêmes défauts de principe que l'estimation de la température moyenne donnée plus haut. Supposons que *la convection est absente* dans l'étoile. Cela implique que le gradient de température dT/dr soit au moins égal au gradient de température dit adiabatique (cf. t. II, § 121). Dans les étoiles réelles, en raison des surchauffes locales provoquées par les réactions thermonucléaires, le brassage par convection se produit nécessairement, et dans certaines étoiles de façon intense. Mais nous envisageons ici le cas idéal lorsque l'influence qu'exerce ce brassage sur l'évacuation de la chaleur dégagée dans l'étoile n'est pas très importante. A la limite le brassage disparaît justement lorsque le gradient de température atteint sa valeur adiabatique. C'est pour cela que nous poserons que l'étoile est le siège d'une distribution de température adiabatique. Si l'on assimile, en outre, la substance stellaire à un gaz parfait, on doit avoir

$$dT/dr = -g/c_{\mathcal{P}}, \tag{100.10}$$

où $c_{\mathcal{P}}$ est la chaleur massique à pression constante et g l'accélération de la pesanteur (cf. t. II. § 121). En intégrant cette équation on a

$$T = T_C - \int_0^r (g/c_{\mathcal{P}})\, dr,$$

où T_C est la température au centre de l'étoile. On posera que la tem-

pérature $T(R)$ à la surface de l'étoile est égale à zéro puisqu'elle est négligeable devant T_C. Avec cette hypothèse

$$T_C = \int_0^R [g(r)/c_{\mathscr{P}}]\, dr. \qquad (100.11)$$

Si l'on introduit une masse m de matière dans une sphère de rayon r, on a $g = Gm/r^2$. Pour évaluer la chaleur massique $c_{\mathscr{P}}$ on supposera que l'étoile est constituée d'hydrogène complètement ionisé. L'énergie cinétique moyenne revenant à chaque particule (proton et électron) est égale à $^3/_2\, kT$; la chaleur massique à volume constant est donc égale à $^3/_2\, k$ et la chaleur massique à pression constante à $^5/_2\, k$. Le nombre de particules (protons + électrons) contenues dans l'unité de masse est égal à $2\,(1/m_p)$, d'où $c_{\mathscr{P}} = 5k/m_{\mathscr{P}}$. On obtient finalement

$$T_C = Gm_p/(5k) \int_0^R m(r)\, dr/r^2. \qquad (100.12)$$

Si la densité ρ était constante à l'intérieur de l'étoile, on aurait $m(r) = (4\pi/3)\,\rho r^3$. L'intégrale (100.12) est alors facile à calculer. On obtient ainsi

$$T_C = GMm_p/(10kR),$$

ce qui est exactement égal à la température moyenne de l'étoile calculée en faisant les mêmes hypothèses. Néanmoins l'estimation ci-dessus de la température dans le cœur de l'étoile n'est pas dénuée d'intérêt. En effet, avec la loi réelle de variation de la densité ρ de la substance stellaire en fonction du rayon r, l'expression figurant sous le signe d'intégration dans la formule (100.11) croît beaucoup plus rapidement à proximité du centre de l'étoile que l'expression correspondante dans la formule (100.6). En découle l'assertion, intuitivement évidente, que la température au centre de l'étoile est plus élevée que la température moyenne.

Pour illustrer l'influence qu'exerce la distribution de la densité de la substance stellaire sur la température au centre de l'étoile, considérons l'exemple suivant. Selon le modèle du Soleil en vigueur aujourd'hui, près de 94 % de la masse totale sont contenus dans une sphère de rayon $r = R/2$. En négligeant la masse de la couche périphérique, on peut utiliser la dernière formule ci-dessus en y remplaçant le rayon R par une quantité deux fois plus petite. On obtient

$$T_C = GMm_p/(5kR),$$

valeur deux fois plus grande que l'estimation obtenue précédemment. En fait l'accumulation de substance dans les régions profondes du Soleil entraîne une élévation encore plus grande de la température T_C.

8. Nous venons de voir que la contraction gravitationnelle échauffe les profondeurs de l'étoile jusqu'à une température d'une dizaine

de millions de kelvins ($\sim$1 keV) et même au-delà. C'est une température suffisante pour que dans les profondeurs de l'étoile commence la nucléosynthèse de noyaux plus lourds à partir de noyaux plus légers. Ce sont ces réactions de fusion qui constituent la source d'énergie alimentant les étoiles. Pour l'essentiel, il s'agit de la nucléosynthèse d'éléments plus lourds (principalement de l'hélium) à partir de l'hydrogène, car selon les conceptions modernes, l'Univers se compose d'hydrogène à $\sim$70 % (en masse), d'hélium à $\sim$30 % et d'autres éléments (carbone, oxygène, etc.) à $\sim$1 %. Dans les protoétoiles, l'intensité de la nucléosynthèse commençante est encore insuffisante, de sorte que les pertes d'énergie par rayonnement sont compensées, pour l'essentiel, par la contraction gravitationnelle de la protoétoile. Lorsque l'énergie libérée dans les réactions de fusion devient suffisante pour compenser l'énergie dissipée par rayonnement, la contraction gravitationnelle de la protoétoile cesse et c'est ce qui marque la naissance de l'étoile. A l'intérieur de l'étoile les forces de gravitation sont équilibrées par la pression gazeuse et la pression lumineuse.

Selon les évaluations présentées ci-dessus, pour des dimensions données de l'étoile la température qui règne dans ses profondeurs est approximativement proportionnelle à la masse M de l'étoile. La luminosité L de l'étoile, i.e. l'énergie totale rayonnée par unité de temps, est théoriquement à peu de chose près proportionnelle à M^3. Les estimations théoriques montrent que lorsque $M \lesssim 0{,}1 M_{\odot}$ ($M_{\odot}$ — masse du Soleil), la contraction gravitationnelle est insuffisante pour que soient atteintes les températures thermonucléaires. C'est la raison pour laquelle la contraction gravitationnelle de toutes les planètes du système Solaire (Jupiter y compris) ne les a pas transformées en étoiles.

9. A l'échelle cosmique, la gravitation lève les principales difficultés qui doivent être surmontées pour réaliser la synthèse thermonucléaire contrôlée. L'énorme pression créée par la gravitation confine le plasma nucléaire au sein des étoiles. L'énorme épaisseur de la couche de substance stellaire, séparant le plasma chaud au cœur de l'étoile de sa périphérie froide, assure l'isolation thermique du cœur. L'énergie thermonucléaire libérée dans les profondeurs de l'étoile est transférée à sa surface principalement par rayonnement. Sur son trajet l'énergie rayonnée est constamment absorbée et réémise avec changement de sa composition spectrale. Cette réémission est pratiquement isotrope et uniforme. Le transfert du rayonnement vers la périphérie de l'étoile ressemble à la diffusion et est assez lent. Les calculs montrent que la chaleur dégagée dans le cœur de l'étoile parvient à sa périphérie au bout d'un temps de l'ordre d'un million d'années.

10. *Le principal processus donnant lieu à la libération de l'énergie thermonucléaire dans les étoiles normales est la transformation de l'hy-*

drogène en hélium. Dans ce processus la masse de matière diminue de 0,7 % environ et il se produit une libération d'énergie, conformément à la relation d'Einstein $\mathcal{E} = mc^2$. Si le Soleil était constitué uniquement d'hydrogène et que tout l'hydrogène avait été transformé en hélium, la diminution de la masse du Soleil serait approximativement égale à $\Delta M = 0{,}007\, M_\odot = 0{,}007 \cdot 2 \cdot 10^{33} = 1{,}4 \cdot 10^{31}$ g. La quantité d'énergie libérée au cours de cette transformation serait égale à $\Delta M \cdot c^2 \approx 1{,}26 \cdot 10^{52}$ ergs. Au rythme actuel de rayonnement, l'énergie rayonnée par le Soleil représente $L_\odot = 3{,}83 \cdot 10^{33}$ ergs/s environ. Si ce rythme d'émission sera maintenu à l'avenir, la quantité d'énergie disponible assurerait une durée d'émission égale à $(1{,}26 \cdot 10^{52}) : (3{,}83 \cdot 10^{33}) = 3{,}3 \cdot 10^{18}$ s $\approx 10^{11}$ ans.

L'intensité moyenne ε de production d'énergie dans les réactions thermonucléaires évoluant au sein d'étoiles typiques est très petite du point de vue terrestre. Ainsi, pour le Soleil $\varepsilon = (3{,}83 \cdot 10^{33}) : (2 \cdot 10^{33}) \approx$ ≈ 2 ergs/s·g. En effet l'activité de l'organisme humain libère près de 3000 kcal $= 3 \cdot 10^6$ cal $= 12{,}5 \cdot 10^{13}$ ergs par jour. En posant la masse de l'homme égale à 60 kg $= 6 \cdot 10^4$ g, on trouve que le taux de libération d'énergie par unité de masse de l'organisme humain représente près de $2{,}4 \cdot 10^4$ ergs/s·g. Cette valeur est près de 10 000 fois plus grande que le taux de production d'énergie par le Soleil. C'est la petitesse de ε qui nous a permis d'évaluer la température dans le cœur de l'étoile sans nous référer à la libération d'énergie accompagnant les réactions nucléaires. Mais comme la masse du Soleil est énorme, la puissance qu'il rayonne est très grande ($3{,}83 \times$ $\times\, 10^{33}$ ergs/s $= 3{,}83 \cdot 10^{26}$ W). Par rayonnement la masse du Soleil diminue d'environ 4 millions de tonnes par seconde.

11. La transformation de l'hydrogène en hélium ne se fait pas directement mais par l'intermédiaire de plusieurs réactions successives en empruntant l'une des deux chaînes de formation de l'hélium: 1) *chaîne proton-proton* ou *cycle de l'hydrogène*; 2) *cycle du carbone-azote* ou *cycle du carbone*.

Le *cycle de l'hydrogène* commence par une réaction de fusion de deux protons qui donne naissance à un deutéron, un positon et un neutrino (tableau 22). Cette réaction est déterminée par les interactions faibles et de ce fait évolue très lentement; dans les conditions terrestres, on ne l'a jamais directement observée. Dans le cœur d'une étoile l'énergie cinétique des protons entrant en collision ne peut suffire à surmonter la barrière de potentiel coulombienne. En règle générale, toutes les collisions entre protons sont élastiques et une seule sur cent millions de collisions donne lieu à une réaction de fusion par effet tunnel. Pendant la durée de la collision ($\sim 10^{-21}$ s) un proton doit se transformer en neutron avec émission d'un positon et d'un neutrino. Le positon s'annihile aussitôt en réagissant avec un électron et le deutéron formé réagit très vite (durant quelques secondes) avec l'un des protons avoisinants avec formation d'un

Tableau 22

Cycle de l'hydrogène

Réactions	Energie libérée, MeV	Durée moyenne des réactions
$p + p \rightarrow d + e^+ + \nu$	$2 \cdot 0{,}164 + (2 \cdot 0{,}257)$	$1{,}4 \cdot 10^{10}$ ans
$e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$	$2 \cdot 1{,}02$	—
$p + d \rightarrow {}^3He + \gamma$	$2 \cdot 5{,}49$	5,7 s
${}^3He + {}^3He \rightarrow {}^4He + 2p$	12,85	10^6 ans
Total $4p \rightarrow {}^4He + 2e^+ + 2\nu$	$26{,}21 + (0{,}514)$	

noyau ${}^3He$. Les réactions ultérieures peuvent se produire suivant trois voies différentes.

La première consiste en une réaction entre les noyaux ${}^3He$ précédemment formés. Mais comme dans les trois premières réactions il ne se forme qu'un seul noyau ${}^3He$, dans cette chaîne du cycle complet de l'hydrogène ces réactions doivent être doublées (c'est ce qui explique la présence du facteur 2 dans la deuxième colonne du tableau 22). Cette chaîne du cycle de l'hydrogène consiste en la transformation de quatre protons en un noyau ${}^4He$, deux positons et deux neutrinos. On a indiqué dans le tableau 22 les énergies libérées dans chacune des réactions de la chaîne et le temps moyen approché de chaque réaction calculé pour les conditions qui règnent au cœur du Soleil. La part de l'énergie emportée par les neutrinos est indiquée entre parenthèses.

Lorsque la concentration de ${}^4He$ devient suffisante, et la température $T > (10$ à $15) \cdot 10^6$ K une nouvelle chaîne du cycle de l'hydrogène commence à prédominer. Les trois premières réactions sont les mêmes que ci-dessus, mais sans qu'il soit nécessaire qu'elles soient doublées puisque la réaction ${}^3He + {}^3He$ est remplacée par

$$ {}^3He + {}^4He \rightarrow {}^7Be + \gamma, $$
$$ {}^7Be + e^- \rightarrow {}^7Li + \gamma, $$
$$ p + Li \rightarrow 2\,{}^4He. $$

A des températures encore plus élevées, l'énergie est libérée surtout dans la chaîne finale

$$ {}^3He + {}^4He \rightarrow {}^7Be + \gamma, $$
$$ p + {}^7Be \rightarrow {}^8B + \gamma, $$
$$ {}^8B \rightarrow {}^8Be + e^+ + \nu, $$
$$ {}^8Be \rightarrow 2\,{}^4He. $$

Dans les deux cas on aboutit encore à la transformation de quatre protons en un noyau ^4He.

12. Le tableau 23 résume le cycle du carbone (C-N). Au terme de ce cycle on récupère au total une énergie de 26,7 MeV (égale à celle

192 *Tableau 23*

Cycle du carbone

Réactions	Energie libérée, MeV	Durée moyenne des réactions
$p + {}^{12}C \rightarrow {}^{13}N + \gamma$	1,95	$1{,}3 \cdot 10^7$ ans
${}^{13}N \rightarrow {}^{13}C + e^+ + \nu$	1,50 + (0,72)	7,0 mn
$p + {}^{13}C \rightarrow {}^{14}N + \gamma$	7,54	$2{,}7 \cdot 10^6$ ans
$p + {}^{14}N \rightarrow {}^{15}O + \gamma$	7,35	$3{,}3 \cdot 10^8$ ans
${}^{15}O \rightarrow {}^{15}N + e^+ + \nu$	1,73 + (0,98)	82 s
$p + {}^{15}N \rightarrow {}^{12}C + {}^4He$	4,96	$1{,}1 \cdot 10^5$ ans
Total $4p \rightarrow {}^4He + 2e^+ + 2\nu$	25,03 + (1,70)	

libérée dans le cycle de l'hydrogène) dont 6,8 % sont emportés par les neutrinos. Une caractéristique essentielle de ce cycle est la reproduction du carbone ^{12}C en quantité égale à celle qui existait au début du cycle. Le carbone ^{12}C n'est pas consommé, mais fait fonction de *catalyseur* qui favorise la combustion de l'hydrogène avec formation d'hélium. Dans le Soleil et les étoiles de moindre luminosité, c'est le cycle de l'hydrogène qui est dominant tandis que dans les étoiles plus lumineuses, c'est le cycle du carbone qui prédomine.

Ces considérations se rapportent pour l'essentiel aux étoiles normales ou étoiles de la séquence principale dont fait partie le Soleil. Dans ces étoiles l'énergie est libérée principalement par la combustion de l'hydrogène avec formation d'hélium.

13. Dans les étoiles géantes (voir paragraphe suivant) riches en noyaux denses brûlés (ne contenant pas d'hydrogène) un rôle important revient aux *cycles de l'hélium* et *du néon* qui exigent des températures et des densités notablement supérieures à celles des cycles de l'hydrogène et du carbone. La principale réaction du cycle de l'hélium qui débute à une température de $\sim$200 millions K est

$$3\,{}^4He \rightarrow {}^{12}C + \gamma_1 + \gamma_2 + 7{,}3 \text{ MeV},$$

éventuellement suivie des réactions ${}^{12}C + {}^4He \rightarrow {}^{16}O + \gamma$ et ${}^{16}O + {}^4He \rightarrow {}^{20}Ne + \gamma$.

Si les produits des réactions du cycle de l'hélium se trouvent au contact de l'hydrogène, c'est le cycle du néon (Ne-Na) qui est réalisé. Dans ce cycle le noyau ^{20}Ne joue le rôle de catalyseur pour la combustion de l'hydrogène en hélium. La chaîne des réactions y est

analogue à la chaîne du cycle du carbone (C-N, tableau 23), les noyaux ^{12}C, ^{13}N, ^{13}C, ^{14}N, ^{15}O, ^{15}N étant remplacés respectivement par les noyaux ^{20}Ne, ^{21}Na, ^{21}Ne, ^{22}Na, ^{23}Na, ^{23}Mg. La puissance énergétique de ce cycle est relativement faible.

PROBLÈME

Evaluer la limite inférieure de la pression gravitationnelle $\mathcal{P}$ au centre d'une étoile. Quelle serait cette pression si la densité de l'étoile était homogène ? Faire un calcul numérique pour le Soleil.

Solution. De l'équation de l'hydrostatique

$$\partial\mathcal{P}/\partial r = -\rho g$$

on tire

$$\mathcal{P}(r) = \mathcal{P}_C - \int_0^r \rho g\, dr,$$

$\mathcal{P}_C$ étant la pression au centre de l'étoile. On la détermine en posant qu'à la surface de l'étoile $\mathcal{P}(R) = 0$. Il s'ensuit que

$$\mathcal{P}_C = \int_0^R \rho g\, dr = G/4\pi \int_0^M m\, dm/r^4$$

ou

$$\mathcal{P}_C = (GM^2/8\pi)\, \langle 1/r^4 \rangle, \qquad (100.13)$$

les chevrons indiquant une moyenne convenablement calculée. On tire de (100.13)

$$\mathcal{P}_C > GM^2/(8\pi R^4). \qquad (100.14)$$

Pour le Soleil $\mathcal{P}_C > 4{,}4\cdot10^{14}$ dynes/cm² $\approx 4{,}4\cdot10^8$ atm. Si le Soleil était homogène, la pression au centre $\mathcal{P}_C$ serait trois fois plus grande, i. e. $\approx 13{,}2\cdot10^8$ atm. Dans le cas général d'une étoile quelconque

$$\mathcal{P}_C = \gamma M^2/R^4, \qquad (100.15)$$

où γ est un facteur sans dimension ne dépendant que de la loi de la variation radiale de la densité ρ.

L'exemple suivant permet de se faire une idée du rôle que joue l'accroissement de la densité de la périphérie vers le centre. Imaginons que la couche extérieure du Soleil avec $r > R/2$ a été enlevée et que la masse de la matière restante n'a pas changé. Selon le modèle du Soleil accepté aujourd'hui, la masse qui subsiste est égale à $0{,}94\, M_\odot$. Dans ces conditions la limite inférieure de la pression au centre du Soleil devrait s'accroître de

$$\left(\frac{0{,}94 M_\odot}{M_\odot}\right)^2 \cdot \left(\frac{R}{R/2}\right)^4 \approx 14 \text{ fois.}$$

Connaissant la pression $\mathcal{P}_C$ on pourrait calculer la température T_C au centre de l'étoile à l'aide de l'égalité $\mathcal{P}_C = 2n_C kT$, où $n_C = \rho_C/m_p$ est le nombre de protons contenus dans l'unité de volume au centre de l'étoile. Ce calcul exige cependant que soit connue la densité ρ de la matière au centre de l'étoile.

§ 101. Notions d'astronomie

1. Avant d'aborder la question de l'évolution des étoiles, il convient de donner quelques notions d'astronomie.

En astronomie on appelle *luminosité L d'une étoile* la quantité totale d'énergie rayonnée par unité de temps. En astronomie la *magnitude* d'une étoile caractérise son *éclat* (et non pas ses dimensions géométriques). L'éclat d'une étoile dépend de sa luminosité, de sa distance et de la sensibilité spectrale de l'instrument d'observation. Plus l'éclat d'une étoile est faible, plus la valeur de sa magnitude est grande. Les étoiles de première magnitude ont un éclat supérieur à celui des étoiles de deuxième magnitude, l'éclat de ces dernières est supérieur à l'éclat des étoiles de troisième magnitude, et ainsi de suite.

Il est d'usage d'exprimer l'éclat des étoiles dans l'échelle logarithmique des magnitudes stellaires. Cette échelle est construite de telle façon qu'un accroissement de la magnitude m de cinq unités correspond à une réduction de 100 fois de l'intensité I du rayonnement observé. Ainsi si la magnitude m augmente suivant une progression arithmétique, l'intensité du rayonnement observé diminue suivant une progression géométrique. Si l'on prend pour raison de la progression géométrique le nombre 10, on aura

$$I = I_0 \cdot 10^{-0,4m}, \tag{101.1}$$

où I est l'intensité du rayonnement observé d'une étoile de magnitude zéro. Pour $m = 5$, la formule (101.1) fournit $I/I_0 = 10^{-2} = 1/100$, ce qui correspond à l'échelle des magnitudes stellaires puisqu'une augmentation de la magnitude de 5 unités entraîne une diminution de l'intensité de 100 fois. On peut récrire la formule (101.1) sous la forme

$$I = I_0 \cdot (2,5119)^{-m}, \tag{101.2}$$

qui montre que lorsque la magnitude augmente d'une unité, l'intensité du rayonnement diminue de 2,5 fois environ.

Le symbole a^m signifie que la magnitude de l'astre considéré est égale à a. Par exemple, 5^m correspond à une étoile de magnitude cinq, -4^m caractérise une étoile de magnitude -4, etc. Le symbole $-2^m,5$ signifie que la magnitude de l'astre est égale à $-2,5$.

A l'aide du plus grand télescope de l'U.R.S.S. (miroir de 6 m de diamètre), on arrive à photographier des corps célestes de magnitude de $\sim 24^m$. L'observation visuelle à l'aide du même télescope permet de distinguer des corps célestes 10^4 fois plus faibles. Notons que la magnitude observable à la limite dépend fortement des conditions atmosphériques.

Les étoiles aussi brillantes que l'Aldébaran ou l'Altaïr sont de première magnitude; la magnitude de Capella est $-0^m,2$, celle de

Sirius est $-1^m,6$, celle du Soleil $-26^m,74$. Comme les différentes étoiles se trouvent à différentes distances de la Terre, les magnitudes apparentes ne caractérisent pas leur luminosité. Pour pouvoir comparer les luminosités des étoiles, on a introduit les *magnitudes absolues* à la place des magnitudes apparentes. La magnitude absolue est la magnitude apparente que l'étoile aurait à une distance de 10 parsecs (1 parsec = 3,2616 années de lumière = $3,0857 \cdot 10^{18}$ cm), si la lumière n'était pas absorbée dans l'espace interstellaire. La magnitude absolue du Soleil est $+4^m,75$. Observé à la distance standard, le Soleil se présenterait comme une petite étoile, quoique visible à l'œil nu, et Sirius paraîtrait 14 fois moins brillant que nous le voyons sur le ciel nocturne. Par contre, l'étoile Rigel β Ori dont la luminosité est 20 000 fois plus forte que celle du Soleil surpasserait en éclat sur le ciel nocturne tous les autres corps célestes, à l'exclusion de la Lune.

2. Les récepteurs de rayonnement présentent des sensibilités différentes dans différentes parties du spectre. Par exemple, une étoile rouge peut sembler lumineuse pour l'œil, mais d'une faible luminosité pour une plaque photographique. La *magnitude visuelle* correspond à la sensibilité spectrale de l'œil humain. Elle coïncide pratiquement avec la *magnitude photovisuelle* que l'on détermine par photométrie de l'image enregistrée sur une plaque orthochromatique en utilisant un filtre jaune. La magnitude stellaire *photographique* ou *bleue* est déterminée par photométrie de l'image enregistrée sur une plaque photographique ordinaire ou par un procédé photoélectrique en utilisant un filtre bleu. Bien entendu, la technologie de fabrication des plaques photographiques et des filtres doit être rigoureusement respectée et explicitement stipulée. La différence entre la magnitude photographique et la magnitude visuelle est appelée *indice de couleur*.

La méthode de détermination de l'indice de couleur des étoiles, qu'on a exposée ci-dessus, ainsi que la classification des spectres stellaires, que nous présentons ci-dessous, ont été élaborées à l'observatoire astronomique de Harvard (U.S.A.). Ultérieurement, des améliorations notables ont été apportées par les chercheurs d'autres observatoires, mais nous n'insisterons pas sur ces questions.

La température, la composition chimique, le degré d'ionisation des atomes et différents autres paramètres des couches extérieures des atmosphères stellaires, qui émettent le rayonnement parvenant jusqu'à nous, exercent une influence déterminante sur les spectres stellaires. A l'observatoire de Harvard, on a subdivisé de façon empirique tous les spectres stellaires en sept classes, qui ont été désignées par les lettres majuscules O, B, A, F, G, K, M. Pour pouvoir indiquer des particularités plus fines révélées par les clichés, ces classes spectrales sont subdivisées en sous-classes pour classer les spectres qui sont intermédiaires entre deux classes voisines. Les

sous-classes sont repérées par des nombres compris entre 0 et 9 qu'on adjoint aux lettres indiquant la classe.

Les spectres d'absorption des atmosphères stellaires, qui sont typiques des sept classes, sont représentés sur la figure 173. Nous donnons ci-après, à titre d'illustration, des caractéristiques succinctes de quelques classes spectrales.

Classe 0. Température ≈50 000 K. On observe les raies d'atomes ortement ionisés: He II, Si IV, N III, etc. (Les chiffres romains

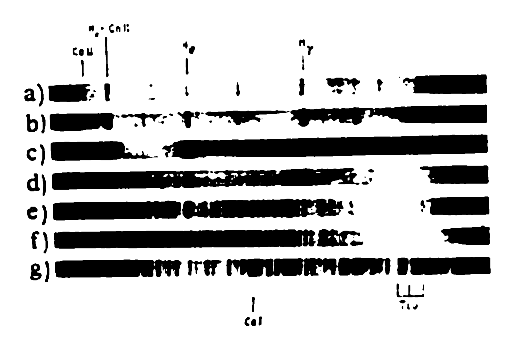


Fig. 173

I, II, III,... caractérisent respectivement l'atome neutre, l'atome ionisé une fois, deux fois, etc.). Les raies de l'hydrogène sont faibles, parfois on observe des raies d'émission faibles de He II et N III.

Classe B0. $T \approx 25\,000$ K. Pas de raies de He II; raies intenses de Mg II (maximum d'intensité chez les étoiles B2); présence de raies de Si III et O II; les raies de H sont plus nettes que pour la classe 0.

Classe A0. $T \approx 11\,000$ K. L'intensité des raies de H est forte; pas de raies de He I; les raies de Mg II et Si II sont fortes; les raies de Fe II, Cr II, etc., sont faibles.

Classe F0. $T \approx 7600$ K. Les raies de H sont notablement plus faibles que dans la classe A0; les raies de Ca II sont fortes; les raies de Fe II, Cr II, etc., ont à peu près la même intensité que celle des raies de Fe I, Cr I, etc.

Classe G0. $T \approx 6000$ K. La brillance des raies de Ca II atteint son maximum; le spectre atomique est varié grâce à la présence de nombreuses raies de Fe I et d'autres éléments neutres; présence de bandes moléculaires de CH.

Classe K0. $T \approx 5100$ K. Les raies de H sont relativement faibles; les raies des métaux neutres sont très fortes; l'intensité des bandes moléculaires augmente.

Classe M0. $T \approx 3600$ K. Raies très intenses des métaux neutres. Présence de raies d'intensité assez faible de TiO.

Cette classification spectrale range les étoiles d'après leur couleur. Tout au début on trouve des étoiles chaudes (bleues) et tout à la fin on trouve des étoiles rouges beaucoup plus froides, de la classe M. Par exemple, les étoiles ayant un éclat bleu clair, de la constellation de l'Orion, appartiennent à la classe B. Le Sirius est une étoile blanchâtre de la classe A0. Le Soleil (étoile jaune) appartient à la

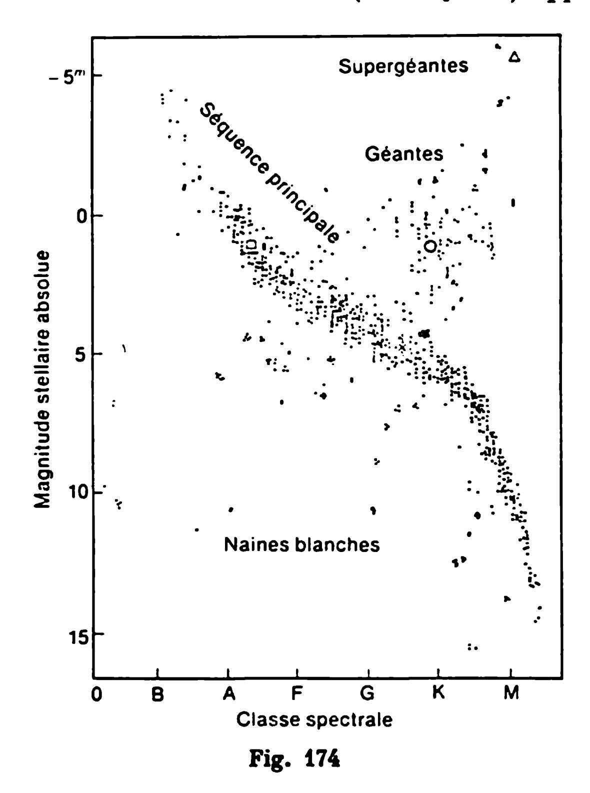


Fig. 174

classe spectrale G0; Capella est une étoile jaune de la classe G0; Arcturus est une étoile brillante de couleur orangée de la classe K0; Bételgeuse et Antarès sont des étoiles rouges de la classe M.

3. Au début du XXe siècle, en se fondant sur d'importantes données statistiques, l'astronome danois Hertzsprung et l'astronome américain Russell ont établi, indépendamment l'un de l'autre, une relation empirique entre le type spectral (ou l'indice de couleur) d'une étoile et sa magnitude absolue (ou la luminosité). Le graphique de cette relation est représenté sur le *diagramme de Hertzsprung-Russell* (fig. 174). A chaque point de l'axe horizontal de ce diagramme

correspond un certain type spectral (ou l'indice de couleur). En fait on a porté sur l'axe horizontal une certaine grandeur caractérisant la température superficielle de l'étoile. Suivant l'axe vertical, on a porté les magnitudes absolues (ou les luminosités) des étoiles. Chaque étoile est repérée par un point figuratif du diagramme.

La majorité des étoiles se répartissent dans une bande s'étendant du coin supérieur gauche vers le coin inférieur droit du diagramme. Cette bande constitue la *séquence principale* et les étoiles qui en font parties sont appelées *étoiles de la séquence principale*. Dans la partie supérieure de la séquence principale, on trouve les étoiles bleues les plus massives de grandes luminosités appartenant aux classes 0 et B et dans la partie inférieure de la séquence, on trouve les étoiles de faibles masses (*naines rouges*). Le Soleil (étoile jaune) se situe quelque part vers le milieu de la séquence principale (sa position est repérée par une croix).

Dans la partie supérieure droite du diagramme se trouvent les étoiles dites *géantes* et *supergéantes rouges*. Les géantes ayant une température superficielle de l'ordre de 4000 K ont une brillance qui les place à 10 magnitudes stellaires au-dessus des étoiles de la séquence principale ayant la même température superficielle. Au-dessus des géantes on trouve des étoiles très rares appelées supergéantes. Un exemple en est l'étoile Bételgeuse (α Orion), qui est une étoile variable de la classe M2-M3. Sa magnitude visuelle apparente varie de $+0^m,4$ jusqu'à $1^m,3$ tandis que sa magnitude stellaire absolue est de -3^m environ. Sa brillance est près de 16 magnitudes stellaires supérieure et son rayon est près de 1000 fois plus grand que ceux d'une étoile de classe M3 de la séquence principale. Par rapport à une géante, une supergéante peut avoir un rayon 10 fois plus grand et une luminosité 100 fois plus grande.

Dans la partie inférieure gauche du diagramme se trouvent les *naines blanches*, étoiles faibles de couleur bleu pâle ou jaune. Elles se situent à 9-10 magnitudes stellaires au-dessous des étoiles de la séquence principale. D'après leurs masses, les naines blanches sont comparables au Soleil tandis que leurs dimensions sont celles de la Terre. La densité des naines blanches est très élevée, de l'ordre de 10^5 à 10^6 g/cm^3. A la surface de ces étoiles l'accélération de la pesanteur est donc très grande et l'épaisseur de leur atmosphère n'est que de quelques dizaines de centimètres.

Signalons encore qu'entre les étoiles géantes et les étoiles de la séquence principale, parallèlement à celle-ci on trouve une bande contenant des étoiles de paramètres intermédiaires qu'on appelle étoiles *subgéantes*. De même, au-dessous de la séquence principale et parallèlement à cette dernière, on trouve une bande d'étoiles *sous-naines* qui possèdent des paramètres intermédiaires entre ceux des naines blanches et des étoiles de la séquence principale.

Les masses des étoiles sont comprises entre $\sim 0{,}03\ M_\odot$ et $\sim 60\ M_\odot$. La luminosité des étoiles stationnaires est comprise entre $\sim 10^{-4}$ et $\sim 10^{5}\ L_\odot$ et leurs rayons depuis ~ 10 km (étoiles de neutrons) jusqu'à $\sim 10^{3}\ R_\odot$ (supergéantes).

§ 102. Notions d'évolution stellaire

1. La question de l'évolution stellaire ne sera qu'esquissée et ce pour deux raisons. Premièrement, parce qu'elle concerne simultanément l'astronomie et l'astrophysique, et deuxièmement, parce que la théorie de l'évolution stellaire est très compliquée et qu'elle est encore incertaine. Le lecteur trouvera un exposé détaillé et simple de l'évolution stellaire dans le livre de I. Chklovski « Naissance, vie et mort des étoiles », Ed. Naouka, Moscou, 1977 (en russe).

2. Pendant la contraction gravitationnelle de la protoétoile, la température du cœur s'élève continûment. Lorsqu'elle atteint quelques millions de kelvins, commencent à se produire les premières réactions thermonucléaires sur les éléments légers ayant une basse barrière coulombienne (deutérium, lithium, béryllium, bore):

$$d + p \rightarrow {}^{3}He, \qquad {}^{6}Li + p \rightarrow {}^{3}He + {}^{4}He,$$

$$ {}^{7}Li + p \rightarrow 2\ {}^{4}He, \qquad {}^{10}Be + 2p \rightarrow 3\ {}^{4}He.$$

Comme la teneur de ces éléments est faible dans la protoétoile, la durée de ces réactions est courte à l'échelle stellaire — de l'ordre d'un million d'années seulement.

L'énergie libérée dans ces réactions détermine une élévation de la température et de la pression dans la protoétoile. L'accroissement de pression ralentit la contraction gravitationnelle de la protoétoile. Lorsque les éléments légers à basse barrière coulombienne sont consumés, la protoétoile subit une nouvelle contraction gravitationnelle, ce qui élève encore la température. Lorsque la température atteint 10 millions de kelvins environ, commencent les réactions proton-proton et carbone-azote qui constituent la principale source de libération de l'énergie thermonucléaire. La pression accrue du plasma stellaire stabilise l'étoile et la contraction gravitationnelle marque un temps d'arrêt. C'est à partir de ce moment que la protoétoile devient étoile de la séquence principale. Sa position initiale dans la séquence principale est déterminée par la masse initiale de la protoétoile; plus cette masse est importante, plus elle vient se placer haut dans la séquence principale.

Comme l'étoile nouvellement formée est constituée essentiellement d'hydrogène, la combustion de l'hydrogène dure un temps incomparablement plus long que la combustion du deutérium, du lithium, du béryllium et du bore. Les étoiles qui se trouvent dans la partie supérieure de la séquence principale sont plus massives et

plus chaudes. Ainsi la combustion de l'hydrogène y est plus rapide et dure une centaine de millions d'années. Dans le cas d'étoiles de moindre masse et moins chaudes, comme le Soleil par exemple, la combustion de l'hydrogène dure 10 à 15 milliards d'années. L'évolution des naines rouges, situées dans la partie inférieure de la séquence principale, est encore plus lente.

Lorsqu'une étoile vient se placer dans la séquence principale, elle y reste pendant longtemps sans que ses propriétés varient sensiblement. C'est pourquoi la partie principale des étoiles est observée justement dans la séquence principale. Mais à mesure que l'hydrogène se consume, l'état de l'étoile varie, quoique lentement, de sorte que le point figuratif de l'étoile se déplace sur le diagramme de Hertzsprung-Russell et finalement peut quitter la séquence principale.

3. Le mode d'évolution de l'étoile est largement différent suivant que la substance du cœur subit ou ne subit pas un brassage. Des calculs sur modèles montrent que si l'évolution d'une étoile s'accompagnait d'un brassage continu (sa composition chimique resterait alors constante dans tout le volume), le point figuratif de cette étoile se déplacerait sur le diagramme de Hertzsprung-Russell vers la gauche de la séquence principale. Dans le cas d'absence complète de brassage, le point figuratif de l'étoile se déplacerait vers la droite de la séquence principale. En jetant un coup d'œil sur le diagramme de Hertzsprung-Russell, on constate aussitôt qu'on ne trouve aucune étoile dont le point figuratif se trouverait à gauche de la partie supérieure de la séquence principale. Par contre, on trouve un grand nombre d'étoiles à droite de la séquence principale ; ce sont les géantes et les subgéantes rouges. Cela implique que le brassage de la substance dans les couches profondes des étoiles ne joue qu'un rôle secondaire lors de leurs mouvements hors de la séquence principale. Dans les étoiles massives dont la masse est supérieure à $3M_{\odot}$ environ, la transmission de la chaleur s'effectue surtout par rayonnement, tandis que dans le cas d'étoiles ayant une masse inférieure à $M_{\odot}$, la chaleur est principalement transmise par convection, i.e. grâce au brassage de la substance de l'étoile.

L'évolution des étoiles ayant une masse inférieure à celle du Soleil est tellement lente que le temps de leur séjour dans les limites de la séquence supérieure est supérieur à l'âge de la Galaxie ($\sim 1{,}2 \times \times 10^{10}$ ans). Dans les étoiles de faible masse (inférieure à $0{,}3\ M_{\odot}$) la chaleur est principalement transmise par convection. La température au centre de ces étoiles est trop basse pour que le cycle de l'hydrogène parvienne jusqu'au bout. Il s'arrête au stade de la formation de l'isotope d'hélium ^{3}He, et l'isotope ^{4}He n'est donc pas formé. Lorsque la masse est plus grande (quoique inférieure à $3M_{\odot}$ environ), l'évolution de l'étoile s'arrête à la formation de l'isotope ^{4}He. C'est l'évolution des étoiles ayant une masse initiale supérieure

à $3M_{\odot}$ qui présente le plus d'intérêt, et c'est leur évolution que nous examinerons dans ce qui suit.

4. Après que l'étoile a été formée et qu'elle est venue se placer dans la séquence principale, la libération d'énergie se produit pendant longtemps dans sa partie centrale par combustion de l'hydrogène. Lorsque l'hydrogène sera consumé, il se forme au centre de l'étoile un cœur d'hélium entouré d'une enveloppe contenant beaucoup d'hydrogène. L'étoile est devenue fortement hétérogène du point de vue de sa composition chimique. Les réactions thermonucléaires cessent dans le cœur mais se poursuivent activement dans les couches externes et c'est là que l'énergie est libérée pour l'essentiel. Du fait de l'échauffement les couches externes se dilatent. L'étoile grossit, quitte la séquence principale et se transforme en une géante ou supergéante rouge (cf. § 101, 3). Or les masses des géantes rouges ne sont pas necessairement de beaucoup supérieures à la masse du Soleil. Ayant une surface importante, les géantes rouges ont une très grande luminosité quoique leur température superficielle se soit abaissée.

A mesure que l'hydrogène des couches externes est consumé, la masse du cœur d'hélium augmente et celui-ci subit une nouvelle contraction gravitationnelle. La température atteint 10^8 K et la densité, 10^6 g/cm³. L'hélium commence « à brûler ». Il se forme pour un instant ($\sim 10^{-16}$ s) un noyau instable de béryllium:

$$^4\mathrm{He} + {}^4\mathrm{He} \rightleftharpoons {}^8\mathrm{Be} - 95 \text{ keV}. \qquad (102.1)$$

Ce noyau peut se décomposer aussitôt en deux particules α ou bien il peut capter une particule α et donner naissance à un noyau excité de carbone:

$$^8\mathrm{Be} + {}^4\mathrm{He} + 363 \text{ keV} \rightarrow {}^{12}\mathrm{C}^*. \qquad (102.2)$$

La désexcitation se produit par émission γ:

$$^{12}\mathrm{C}^* \rightarrow {}^{12}\mathrm{C} + \gamma + 7{,}68 \text{ MeV}. \qquad (102.3)$$

La combustion de l'hélium libère une énergie de 7,22 MeV. Le taux de production de l'énergie dans une étoile aux dépens de cette réaction est sensiblement proportionnel à $(T/10^8)^{30}$. Il s'ensuit que la réaction de combustion de l'hélium ne peut être effective qu'aux températures supérieures à $\sim$100 millions de K.

Lorsque la quantité de l'isotope ^{12}C devient assez importante, l'hélium commence à être consumé aussi dans les réactions

$$\left.\begin{aligned} ^{12}\mathrm{C} + {}^4\mathrm{He} &\rightarrow {}^{16}\mathrm{O} + \gamma, \\ ^{16}\mathrm{O} + {}^4\mathrm{He} &\rightarrow {}^{20}\mathrm{Ne} + \gamma, \\ ^{20}\mathrm{Ne} + {}^4\mathrm{He} &\rightarrow {}^{24}\mathrm{Mg} + \gamma, \end{aligned}\right\} \qquad (102.4)$$

qui se poursuivent jusqu'à l'épuisement de l'hélium. Ces réactions se produisent à des températures de plus en plus élevées, de l'ordre de 10^8 à $1{,}5 \cdot 10^8$ K. Lorsque ces réactions sont terminées, le cœur

de l'étoile se compose d'isotopes de carbone ^{12}C, d'oxygène ^{16}O, de néon ^{20}Ne et de magnésium ^{24}Mg.

5. Aucune des réactions nucléaires se produisant dans les couches profondes du Soleil et des étoiles n'est accessible à l'observation directe. Il n'existe qu'un seul procédé d'observation indirecte de réactions faisant intervenir l'interaction faible. Ces réactions conduisent à la formation de neutrinos qui, n'étant pratiquement pas absorbés, traversent toute l'épaisseur de la matière stellaire. Nous avons signalé au § 74 que pour enregistrer les neutrinos solaires, Pontercorvo a suggéré d'utiliser la réaction

$$^{37}_{17}Cl + \nu_e \rightarrow {}^{37}_{18}Ar + e^-. \qquad (102.5)$$

Le seuil de cette réaction est de 0,81 MeV et on peut utiliser cette réaction pour enregistrer les neutrinos solaires pratiquement de toutes les énergies. Mais en réalité, dans cette réaction, la probabilité d'obtenir un noyau $^{37}_{18}Ar$ excité est très grande, l'énergie d'excitation étant de 5 MeV environ. Ainsi le seuil effectif de la réaction s'élève à 5,8 MeV. De ce fait, la réaction (102.5) ne peut être pratiquement utilisée que pour l'enregistrement de neutrinos rapides. Les neutrinos rapides issus du Soleil ne s'obtiennent que dans l'une des dernières réactions du cycle de l'hydrogène, à savoir

$$^{8}B \rightarrow {}^{8}Be + e^+ + \nu_e \quad (\mathcal{E}_\nu \leqslant 14{,}1 \text{ MeV}) \qquad (102.6)$$

(voir § 101, 10). Nous avons indiqué au § 74 que les neutrinos provenant de cette réaction du bore ont été enregistrés dans les expériences de Davis. Or ce dernier trouva que le nombre de neutrinos était 3 à 4 fois inférieur à la valeur inférieure des estimations théoriques fondées sur le modèle du Soleil adopté aujourd'hui. On n'a pas encore réussi à expliquer les raisons de ce désaccord quoique des hypothèses explicatives aient été avancées.

6. Examinons maintenant les stades finaux de l'évolution des étoiles. Nous savons déjà que lors du stade initial, la contraction gravitationnelle prend fin lorsque les réactions de fusion fournissent de l'énergie. On doit se demander s'il existe des forces susceptibles d'arrêter la contraction gravitationnelle lorsque les sources d'énergie nucléaire seront épuisées. Les seules forces qui, dans ces conditions, pourraient s'opposer aux forces de gravitation sont les forces de pression de la matière stellaire.

Lorsque la densité de la matière stellaire est élevée, celle-ci n'existe que sous forme de noyaux dénudés et d'électrons. La pression gazeuse résulte du mouvement des électrons et des noyaux atomiques. Mais ce mouvement ne se résume pas seulement en mouvement thermique, qui cesse au zéro absolu de température, mais inclut aussi le *mouvement quantique* qui se poursuit même au zéro absolu. Assimilons le plasma stellaire à un gaz parfait composé d'électrons et de noyaux positivement chargés neutralisant la charge des élec-

trons (le gaz composé d'électrons seulement serait instable). Laissant de côté les noyaux atomiques, occupons-nous des électrons.

Notons n le nombre d'électrons contenus dans l'unité de volume. Supposons que le gaz se trouve à la température du zéro absolu. Le mouvement des électrons est alors quantifié. Pour trouver le nombre d'états quantiques caractérisés par une impulsion inférieure à p_{max}, on divise la huitième partie de l'espace des impulsions $(1/8)\,(4\pi/3)\,p_{max}^3$ par le volume d'une cellule de phase quantique h^3; ce nombre est donc proportionnel à p_{max}^3. A l'impulsion maximale correspond le niveau d'énergie maximal appelé *niveau de Fermi*. Selon le principe de Pauli, chaque état quantique ne peut contenir plus de deux électrons de spins opposés. Au zéro absolu les électrons occupent tous les niveaux d'énergie situés au-dessous du niveau de Fermi. Les niveaux situés au-dessus du niveau de Fermi sont vides. Ainsi le nombre d'électrons contenus dans l'unité de volume est proportionnel à p_{max}^3 ou à $\overline{p^3}$. La pression $\mathcal{P}_{gaz}$ du gaz électronique est proportionnelle à $nvp \backsim \overline{vp^4}$, v étant la vitesse de l'électron (cf. t. II, § 59). Dans le cas d'un gaz non relativiste, $v \backsim p$, et par suite

$$\mathcal{P}_{gaz} \backsim \overline{p^5} \backsim \overline{n^{5/3}} \backsim \rho^{5/3} \quad \text{(non relativ.)}, \qquad (102.7)$$

ρ étant la densité du gaz électronique.

Dans le cas d'un gaz ultrarelativiste, on peut poser que la vitesse v est constante et égale à la vitesse c de la lumière. Dans ce cas $\mathcal{P}_{gaz} \backsim \backsim \rho^{4/3}$, i.e.

$$\mathcal{P}_{gaz} \backsim \overline{n^{4/3}} \backsim \rho^{4/3} \quad \text{(ultrarelativ.)}. \qquad (102.8)$$

A la température du zéro absolu, le gaz électronique (ainsi que tout gaz formé de fermions) est dit *dégénéré*. Plus n est grand, plus le nombre de niveaux d'énergie élevés occupés par les électrons sera grand. Supposons maintenant que la température T est différente de zéro. On doit alors tenir compte de l'énergie cinétique du mouvement thermique des électrons. Si cette énergie est petite devant l'énergie cinétique du mouvement quantique, on pourra la négliger et utiliser les formules établies pour le gaz dégénéré. Plus la densité du gaz est grande, plus il se rapproche de l'état de dégénérescence. Ainsi, dans les métaux, la densité du gaz des électrons libres est tellement grande qu'à la température ordinaire et même à 10 000 K on peut le considérer comme dégénéré.

7. Peut-on appliquer à un gaz dégénéré de grande densité les formules du gaz parfait? *Le gaz électronique dégénéré est d'autant plus proche du gaz parfait que sa densité est grande.* Cette assertion paradoxale est cependant facile à comprendre. Le gaz parfait est un gaz dont les particules possèdent une énergie cinétique tellement grande que l'on peut négliger les forces d'interaction mutuelle s'exerçant entre les particules. Quantitativement cette condition signifie que

l'énergie cinétique des particules de gaz est très grande devant l'énergie potentielle de leurs interactions mutuelles. Or c'est la situation dans laquelle se trouve le gaz électronique de forte densité. En effet, la densité de l'énergie cinétique des particules d'un gaz non relativiste est proportionnelle à $n\overline{p^2} \backsim \rho^{5/3}$. La densité de l'énergie potentielle de la répulsion coulombienne des électrons est proportionnelle à ne^2/r, où r est la distance moyenne entre les électrons. Cela implique que l'énergie potentielle est proportionnelle à $\rho^{4/3}$. Lorsque la densité ρ augmente, l'énergie cinétique croît plus vite que l'énergie potentielle. On pourrait penser que ce résultat ne s'applique pas à un gaz d'électrons ultrarelativiste puisque la densité de l'énergie cinétique des particules de ce gaz est proportionnelle à $\rho^{4/3}$, autrement dit varie avec ρ suivant la même loi que celle de la densité de l'énergie potentielle de la répulsion mutuelle des électrons. Or c'est une conclusion erronée puisque dans notre démonstration il n'a été tenu compte que des interactions coulombiennes entre les électrons, en négligeant les noyaux atomiques dont la présence est nécessaire pour que le plasma soit quasi neutre. La répulsion mutuelle des électrons est en moyenne compensée par leur attraction vers les noyaux atomiques. On peut donc assimiler avec une bonne approximation le gaz électronique du plasma stellaire à un gaz de particules indépendantes.

Nous n'avons encore rien dit à propos de la pression du gaz composé de noyaux atomiques. Les masses des noyaux étant importantes, les vitesses dont sont animés les noyaux atomiques sont petites devant celles des électrons. Il s'ensuit que la pression créée par les gaz est également petite. Dans les étoiles de la séquence principale, le gaz des noyaux atomiques n'est pas encore dégénéré. Ce n'est qu'aux températures et aux densités extrêmement grandes, lorsque les noyaux atomiques sont animés de vitesses relativistes, que leur pression devient comparable à la pression du gaz électronique. Or, dans le cas de noyaux ultrarelativistes, la pression est indépendante de la masse des particules, ce qui signifie que la pression des noyaux atomiques devient égale à la pression des électrons.

Une analyse quantitative du gaz dégénéré de particules de Fermi est donnée en annexe à ce paragraphe.

8. On en arrive à conclure qu'aux fortes densités, le gaz électronique dégénéré exerce d'énormes forces de pression. Voyons si cette pression peut stopper la contraction gravitationnelle de l'étoile. La pression gravitationnelle au centre de l'étoile est donnée par

$$\mathcal{P}_g \backsim M^2/R^4 \backsim M^{2/3}\rho^{4/3} \qquad (102.9)$$

(voir problème en fin du § 101). La pression du gaz électronique non relativiste dégénéré croît avec la densité ρ suivant la formule (102.7), donc plus rapidement que ne le fait $\mathcal{P}_g$. Si le gaz électronique demeurait non relativiste, un ajustement convenable de la densité ρ

permettrait d'arriver à ce que la pression $\mathcal{P}_{gaz}$ soit supérieure à $\mathcal{P}_g$. Il s'ensuit que dans le cas non relativiste la pression du gaz électronique pourrait toujours stabiliser une étoile de masse arbitraire.

Lorsque la densité devient très grande ($\rho \gg 2 \cdot 10^6$ g/cm³), le gaz électronique devient ultrarelativiste, et conformément à la formule (102.8), sa pression varie en fonction de la densité suivant la même loi que celle qui régit la variation de la pression gravitationnelle. Mais comme cette dernière est encore proportionnelle à $M^{2/3}$, la stabilisation de l'étoile dépend de sa masse. Pour une masse inférieure à une certaine masse critique M_{cr}, la pression du gaz est supérieure à la pression gravitationnelle et l'étoile peut être stabilisée par la pression du gaz électronique dégénéré.

Lorsque $M > M_{cr}$, la pression gravitationnelle est toujours supérieure à la pression du gaz électronique et cette dernière ne peut plus s'opposer à la contraction gravitationnelle de l'étoile.

La valeur critique M_{cr} de la masse est appelée *limite de Chandrasekhar* du nom du savant pakistanais Chandrasekhar (né en 1910) qui établit l'existence de cette valeur limite. Cette limite se déduit de la condition qu'au centre de l'étoile la pression du gaz électronique dégénéré est égale à la pression gravitationnelle. Selon des calculs numériques

$$M_{cr} \approx \frac{5,75}{\mu^2} M_{\odot}, \qquad (102.10)$$

où μ est le nombre de nucléons dans le noyau correspondant à un électron atomique. Si la matière stellaire se compose de noyaux relativement légers (le cœur d'hélium d'une étoile se compose de noyaux de l'isotope ^{4}He) pour lesquels $N = Z$ et $\mu = 2$, on a

$$M_{cr} \approx 1,44\ M_{\odot}. \qquad (102.11)$$

Compte tenu de la rotation qui peut être très rapide chez les naines blanches et qui agit contre la gravitation, la masse limite s'élève à $M_{cr} \sim 2M_{\odot}$.

Ainsi, une étoile ayant une masse $M < M_{cr}$ peut être stabilisée par la pression du gaz électronique dégénéré qu'il soit relativiste ou non relativiste. Les étoiles de ce type dérivent des géantes rouges dont les cœurs de grande densité se débarrassent de leurs couches externes grâce aux réactions thermonucléaires et mènent ensuite une existence indépendante. Les étoiles ainsi formées sont les naines blanches qui sont caractérisées par de petites dimensions, des densités très élevées ($\sim 10^6$ à 10^7 g/cm³) et par de hautes températures. La masse des naines blanches est comparable à celle du Soleil et leurs dimensions géométriques sont comparables à celles de la Terre. Comme le combustible nucléaire est épuisé dans les profondeurs des naines blanches, leur rayonnement provoque leur refroidissement. Etant donné leurs dimensions relativement très petites, leur luminosité

est très faible, des centaines et des milliers de fois inférieure à celle du Soleil. Le refroidissement des naines blanches est tellement lent qu'il dure plusieurs milliards d'années.

La matière des couches profondes des naines blanches présente une grande transparence et une conductibilité thermique élevée. La grande transparence résulte de ce que dans les profondeurs des naines blanches tous les états quantiques des électrons sont occupés, conformément au principe de Pauli. Or l'absorption des quanta de lumière implique la transition des électrons d'un état quantique à un autre, et comme tous les états sont occupés, les transitions sont exclues et l'absorption de la lumière est donc impossible. Seuls les états quantiques situés près du niveau de Fermi ne sont que partiellement occupés. Il s'ensuit que les électrons rapides ayant des énergies proches du niveau de Fermi peuvent absorber des quanta de rayonnement. La haute conductibilité thermique des couches profondes résulte de la dégénérescence du gaz électronique, comme c'est le cas dans les métaux à la température ordinaire. Du fait des grandes valeurs de la transparence et de la conductibilité thermique dans les profondeurs des naines blanches, il ne peut y avoir de grandes différences de température. La chute de température est localisée dans une mince couche superficielle où le gaz électronique n'est pas dégénéré. L'épaisseur de cette couche est de l'ordre de 1 % du rayon de la naine. A la surface extérieure de cette couche, la température est de quelques milliers de kelvins et croît jusqu'à plusieurs dizaines de millions de kelvins sur l'épaisseur de la couche, puis reste presque constante jusqu'au centre de l'étoile. La luminosité des naines blanches est cependant relativement très faible en raison de leurs petites dimensions.

9. Lorsque la densité de l'étoile devient suffisamment importante, son équilibre commence à être perturbé par la *croissance du nombre de neutrons* dans la matière stellaire. On sait que lors des désintégrations β^- des noyaux, une partie de l'énergie est emportée par l'électron et l'autre partie est emportée par le neutrino. Chacune de ces parties de l'énergie emportée peut subir des variations accidentelles, mais leur somme reste constante. Cette valeur constante de la somme constitue ce qu'on appelle la *limite énergétique supérieure de la désintégration* β^-. Lorsque l'énergie de Fermi est plus grande que la limite supérieure de la désintégration β^-, la probabilité du processus inverse de la désintégration β^-, i.e. de l'absorption d'un électron par le noyau, devient de plus en plus grande. Dans ce cas le nombre de charge Z du noyau diminue d'une unité. A son tour, le noyau dérivé peut capter un électron et diminuer encore le nombre de charge, et ainsi de suite. Ce processus a pour résultat une diminution de la concentration des électrons stellaires, ce qui entraîne une diminution de la pression du gaz électronique dégénéré qui assurait la stabilité de l'étoile. La conséquence en est une nouvelle contraction gravi-

tationnelle, une nouvelle augmentation de l'énergie moyenne et maximale des électrons du gaz électronique dégénéré et une probabilité accrue de la capture des électrons par les noyaux. Ces processus conduisent à la formation de noyaux riches en neutrons. Finalement le nombre de neutrons peut devenir tellement grand que l'étoile sera constituée principalement de neutrons. On se trouve alors en présence d'une *étoile à neutrons*. Bien entendu, une étoile à neutrons ne peut être exclusivement constituée de neutrons, car il doit subsister une certaine pression électronique pour s'opposer à la transformation des neutrons en protons. Une étoile à neutrons contient de 1 à 2 % d'électrons et de protons. Etant donné que les neutrons n'éprouvent aucune répulsion coulombienne à l'intérieur d'une étoile à neutrons, la densité moyenne de la matière est très élevée et comparable à celle des noyaux atomiques. Avec une densité de cet ordre, le rayon d'une étoile à neutrons de masse $\sim M_{\odot}$ est près de 10^5 fois plus petit que le rayon du Soleil, donc de l'ordre de 10 km. Une étoile à neutrons est très peu homogène et présente une structure interne compliquée. Sans nous arrêter à cet aspect de la question, signalons que l'élasticité du gaz de neutrons dégénéré de l'étoile est suffisante pour contrecarrer la pression hydrostatique, à condition que sa masse ne dépasse pas une valeur limite. On ne dispose pas de données sûres concernant cette limite supérieure de la masse des étoiles à neutrons; selon les calculs théoriques fondés sur des modèles, la limite supérieure de la masse d'une étoile à neutrons serait de

$$M_{\text{lim}} \approx (2 \text{ à } 3)\, M_{\odot}. \tag{102.12}$$

Avec une masse $M \gtrsim 1{,}2\ M_{\odot}$ la formation des étoiles à neutrons résulte d'un *effondrement gravitationnel* (contraction rapide). La température initiale au centre d'une étoile à neutrons nouvellement formée est très élevée : $\sim 10^{11}$ K. Mais au bout de 10 à 100 s la température s'abaisse jusqu'à $\sim 10^9$ K grâce à l'émission de neutrinos.

10. L'existence d'étoiles à neutrons avait été prévue dès 1938 par Oppenheimer (1904-1967) et G. Volkoff. Mais en raison d'une luminance apparente extrêmement faible, il était impossible de les découvrir avec les télescopes optiques les plus puissants (la magnitude apparente d'une étoile à neutrons, distante de ~ 10 années de lumière (distance minimale), n'est que de $\sim 27^m$). La situation changea après la guerre lorsqu'on commença à explorer le ciel à l'aide de radiotélescopes. A partir de 1964, à l'aide du radiotélescope du laboratoire dirigé par Hewish de l'Université de Cambridge, on a commencé à étudier les variations des émissions d'ondes radioélectriques par différents émetteurs cosmiques. En 1967, Jacqueline Bell, préparant une thèse de doctorat dans ce laboratoire, nota l'existence d'une source peu commune émettant, comme on le découvrit plus tard, des

impulsions radioélectriques à intervalles réguliers. Par la suite on découvrit dans ce laboratoire, ainsi que dans d'autres, des radio-sources analogues, qu'on dénomma *pulsars*. La période des pulsations régulières de ces sources est comprise entre $\sim$0,00156 et 3,75 s. Jusqu'en 1982, le pulsar le plus rapide ayant une période de 0,033 s était situé au centre de la nébuleuse du Crabe (cf. sous-paragraphe 13). En 1982, on a découvert un pulsar ayant une période égale à 0,00156 s. Dans le cas de pulsars se trouvant à une distance connue, on peut calculer la puissance de l'émission. La puissance d'émission du pulsar de la nébuleuse du Crabe est de 10^{35} ergs/s, puissance près de 25 fois supérieure à la puissance rayonnée par le Soleil ($3{,}83 \times \times 10^{33}$ ergs/s). Mais on connaît des pulsars ayant une puissance d'émission de 10^{38} ergs/s.

Peu de temps après leur découverte, les pulsars ont été identifiés aux *étoiles à neutrons* animées d'un mouvement de rotation rapide, dont l'existence a été prévue en théorie. La rotation rapide des étoiles à neutrons tient à ce qu'en vertu de la loi de la conservation du moment cinétique, la quantité R^2/T doit se conserver dans le temps. D'autre part, par suite de la haute conductivité électrique de la substance du plasma, il y a conservation du flux magnétique (cf. t. III, § 71). Il s'ensuit que la quantité HR^2 ne doit pas varier au cours du temps. L'étoile à neutrons doit donc être fortement aimantée. Par exemple, lors de la formation d'une étoile à neutrons de rayon $R = 10$ km à partir d'une étoile ordinaire ($R \approx 10^6$ km), la vitesse de rotation et le champ magnétique doivent s'accroître de 10^{10} fois. Dans certains pulsars l'intensité du champ magnétique peut atteindre 10^{12} gauss. Il importe de noter que dans le cas général la direction du champ magnétique ne coïncide pas avec l'axe de rotation.

Ce sont ces particularités qui déterminent les émissions radioélectriques des étoiles à neutrons. En effet, lorsque l'axe de rotation de l'étoile à neutrons ne coïncide pas avec la direction de son moment magnétique, ce dernier doit tourner, i.e. varier dans le temps. Or un dipôle magnétique variable émet des ondes électromagnétiques (cf. t. III, § 141, problème n° 1). L'émission a principalement lieu suivant une direction perpendiculaire au moment magnétique et se trouve concentrée dans un cône de 10° d'ouverture. Lorsque la Terre tombe dans les limites de ce cône tournant, on décèle le maximum d'émission. C'est ce qui détermine le caractère périodique des impulsions.

Par suite de la dissipation d'énergie par rayonnement, la vitesse de rotation de l'étoile à neutrons diminue continûment. Par exemple, la période du pulsar situé dans la nébuleuse du Crabe augmente régulièrement de $3{,}6 \cdot 10^{-8}$ s par jour ou de $4{,}2 \cdot 10^{-13}$ s par seconde. Chez les autres pulsars cette augmentation régulière de la période de rotation est notablement plus petite, mais là aussi la variation relative

de la période de rotation est inférieure à 10^{-14}. Seules les meilleures horloges à quartz possèdent une telle régularité de marche.

Une étoile à neutrons peut aussi émettre des rayons X. Il faut pour cela qu'elle se trouve à proximité d'une autre étoile qui forme une étoile double avec l'étoile à neutrons. Un rayonnement X continu résulte du phénomène d'*accrétion*, i.e. de la capture de la matière d'une autre étoile qui vient tomber sur l'étoile à neutrons. Si la masse de l'étoile à neutrons est comparable à celle du Soleil, à cette chute de matière correspond une énergie cinétique $\approx 10^{20}$ ergs par gramme de matière accaparée, soit ≈ 100 MeV par nucléon. Pour expliquer l'intensité du rayonnement X (qui est du même ordre que celle du rayonnement radioélectrique) on doit supposer que la masse de matière que l'étoile à neutrons capte par an est de l'ordre de 10^{-9} de la masse solaire. Connaissant les caractéristiques de plusieurs étoiles doubles, on a pu évaluer la masse des étoiles à neutrons ($M \sim \sim 1{,}4$ à $3M_{\odot}$).

Le pulsar de la nébuleuse du Crabe est jusqu'à présent le seul qui émette des impulsions de la gamme optique avec une période (0,033 s) égale à celle de l'émission des impulsions de rayonnement X. La forte intensité de la partie ultraviolette du rayonnement témoigne de la haute température superficielle de cette étoile à neutrons. Le spectre de cette étoile ne comporte aucune raie spectrale d'émission ou d'absorption.

11. Si au cours du dernier stade d'évolution d'une étoile sa masse est supérieure à la valeur limite (102.12), on ne peut plus utiliser les formules non relativistes. On ne peut plus utiliser la formule (102.9) qui a été établie en s'appuyant sur la théorie de la gravitation de Newton. On doit alors analyser toutes les questions dans le cadre de la *théorie de la relativité générale*. Nous ne pouvons donc présenter ici que quelques résultats.

La théorie de la relativité générale conduit à conclure que dans le cas qui nous occupe la pression quantique interne de la matière ne peut plus contrecarrer la pression gravitationnelle. Il se produit alors un *effondrement gravitationnel* (contraction catastrophique de l'étoile). Cette conclusion est indépendante de toute hypothèse concernant les propriétés de la matière stellaire (par exemple, de l'hypothèse que la matière stellaire se comporte comme un gaz parfait).

Pour un observateur se trouvant hors du champ gravitationnel de l'étoile, le rayon de l'étoile tend asymptotiquement vers le *rayon* dit *gravitationnel*

$$r_g = \frac{2GM}{c^2}. \qquad (102.13)$$

Le rayon gravitationnel du Soleil est égal à 2,95 km, celui de la Terre à 0,886 cm. La sphère de rayon r_g est appelée *sphère de Schwarzschild* (1873-1916), qui fut le premier à trouver la solution exacte des

équations de gravitation de la théorie de la relativité générale pour le cas d'un champ de gravitation à symétrie sphérique. Lorsque le rayon de l'étoile tend vers le rayon gravitationnel, pour un observateur lointain le taux de contraction se ralentit indéfiniment et l'évolution de l'étoile paraît « gelée ». A mesure que le rayon de l'étoile tend vers le rayon gravitationnel, son rayonnement devient de plus en plus faible. A la limite l'étoile s'occulte de l'observateur extérieur. Dans ce cas l'étoile porte le nom de *trou noir*.

Aucun signal (lumière, neutrino, n'importe quelles particules) émis dans les limites de la sphère de Schwarzschild ne peut s'en échapper et parvenir jusqu'à l'observateur extérieur. C'est pour cela que la sphère de Schwarzschild est appelée *horizon des événements du trou noir*. D'ailleurs un observateur éloigné ne pourra jamais voir un corps, tombant sur un trou noir, traverser l'horizon des événements pour la raison que d'après l'horloge de l'observateur cela exigerait un temps infini. Dans le cas d'un observateur en chute libre, du fait du ralentissement de la marche de son horloge dans le champ gravitationnel (cf. t. IV, § 109), ce temps est fini et dépend de la durée de la chute libre. Cela tient à ce que d'après la théorie de la relativité générale, à l'approche de la sphère de Schwarzschild le champ de gravitation tend vers l'infini.

Dans l'espace extérieur la présence d'un trou noir serait réparable par son champ gravitationnel, par son moment de rotation et par sa charge électrique si l'étoile qui s'est effondrée était chargée. A des distances qui sont grandes devant le rayon de Schwarzschild, le champ gravitationnel est régi par la loi de la gravitation universelle de Newton et les mouvements d'autres corps, se trouvant en interaction avec un trou noir, sont conformes aux lois de la mécanique de Newton.

Notons une particularité des *trous noirs en rotation*, qui ne peut être expliquée qu'à l'aide de la théorie de la relativité générale. En dehors de l'horizon d'un trou noir en rotation, il existe une région dénommée *exosphère*; lorsque la matière pénètre dans l'exosphère, elle est entraînée dans la rotation autour du trou noir, ce qui ralentit la rotation de ce dernier et réduit son énergie de rotation. Cela se produit, par exemple, dans le cas où un corps pénétrant dans l'exosphère éclate en deux morceaux, l'un continuant sa chute vers le trou noir, tandis que l'autre est éjecté de l'exosphère dans le sens de la rotation. Dans ces conditions il y a conservation du moment angulaire total du système constitué par le trou noir et le corps éjecté, mais il peut se produire une redistribution de l'énergie entre ces deux parties du système. Ainsi une partie de l'énergie de rotation du trou noir peut être emportée par la partie éjectée du corps.

Or, grâce aux *effets quantiques*, un trou noir qui n'est pas animé d'un mouvement de rotation peut aussi perdre une partie de son énergie (ainsi que le fit remarquer Hawking en 1974). Remarquons

simplement que ce chercheur a montré qu'un trou noir de masse M non animé de rotation émet des particules (photons, neutrinos, gravitons) au même taux qu'un corps noir porté à la température

$$T = \frac{\hbar c^3}{8\pi kGM} = \frac{6{,}2}{M/M_\odot} 10^{-8}\ \mathrm{K}. \qquad (102.14)$$

Pour $M = 3M_\odot$ cette formule donne $T \approx 2 \cdot 10^{-8}$ K. La masse du trou noir pourrait donc diminuer par « vaporisation quantique ». Mais pour les trous noirs formés par effondrement stellaire, les températures (102.14) sont trop basses et la « vaporisation quantique » est sans effet. La durée de vie de ces trous noirs est près de 50 ordres de grandeur supérieure à l'âge de l'Univers. Pour un trou noir ayant une masse de 10^{15} g, la durée de vie est de 10^{10} ans environ. Mais les trous noirs de masse aussi faible ne se forment pas par effondrement stellaire, il est possible qu'ils se soient formés à l'une des *étapes initiales* de l'évolution de l'Univers à partir des hétérogénéités initiales de la matière de très grande densité en voie d'expansion. Selon les estimations théoriques, la masse de ces trous noirs $M \approx c^3/\sqrt{\rho G^3}$, où ρ est la densité de la matière. La vaporisation quantique des trous noirs n'est notable que lorsque leur masse est inférieure ou égale à 10^{15} g environ. L'étape finale de l'évolution d'un trou noir de cette masse consiste en une explosion lors de laquelle un trou de masse m de l'ordre de $3 \cdot 10^9$ g libère au cours du dernier dixième de seconde de son existence une énergie énorme $\sim mc^2 \approx 3 \cdot 10^9$ g!

12. On n'a pas encore la certitude que les trous noirs ont bien été découverts. S'ils existent leur observation est rendue difficile, car cet « objet invisible » ne pourrait être repéré que par *son champ de gravitation*. Voici l'une des idées qui ont été avancées pour déceler les trous noirs. Dans le cas où le trou noir forme un système double avec une étoile ordinaire (visible), il est la source d'un rayonnement X qui résulte de la capture de la matière de l'étoile visible par le trou noir. Or les naines blanches et les étoiles à neutrons accouplées à des étoiles ordinaires sont aussi des émetteurs de rayonnement X. Comme le rayonnement X est absorbé par l'atmosphère terrestre, la recherche des émetteurs de ce rayonnement ne peut être entreprise à l'aide d'appareils se trouvant sur la Terre. Il faut disposer les télescopes à rayons X à bord de satellites artificiels de la Terre. On peut évaluer la masse d'une étoile ordinaire d'après son spectre tandis que le déplacement des raies spectrales par effet Doppler, résultant de la révolution de l'étoile visible autour du centre de masse de cette étoile et de la composante invisible, permet de calculer la période de révolution. On démontre en astronomie que, disposant de ces données, on peut évaluer la masse de la composante invisible de l'étoile double. Si cette masse est inférieure à $\sim 1{,}44M_\odot$, la composante invisible est une naine blanche; si la masse calculée est supérieure à cette valeur mais inférieure à $\sim 3M_\odot$, il s'agit d'une étoile

à neutrons, et si elle est supérieure à $\sim 3M_\odot$, il ne peut s'agir que d'un trou noir.

Un télescope à rayons X a été installé pour la première fois à bord du satellite italo-américain « Uhuru », qui a été lancé le 12 décembre 1970. Au printemps 1972, le télescope a accumulé une quantité d'information suffisante pour constituer un catalogue de 125 sources cosmiques X. L'attention des astronomes a été attirée par une source de la constellation du Cygne, qui fut nommée Cygne X-1. Disposant des résultats obtenus à l'aide du satellite « Uhuru » et des télescopes à rayons X installés à bord des ballons astronomiques, on a réussi, en 1971, à déterminer avec précision la position de Cygne X-1. Au cours de la même année, on a enregistré les variations de la luminosité X de la source et on a observé un brusque accroissement de l'émission d'une source radioélectrique située dans la même région de l'espace céleste. Bien entendu, on a identifié la source X avec la source radio. Ainsi la position de Cygne X-1 a été déterminée à une seconde angulaire près. Au même endroit, on a découvert une étoile bleue chaude double spectroscopique ayant une période de 5,6 jours et se trouvant à 2000 parsecs du Soleil. On s'aperçut que le rayonnement X de la source Cygne X-1 contenait une composante de même période. On a conclu que cette étoile constitue un système double avec la source X. La masse de l'étoile est supérieure à 20 $M_\odot$ et celle de la composante invisible est supérieure à 8 $M_\odot$. On pouvait donc supposer que la source X était un trou noir, quoique cela ne soit pas certain.

13. Selon les observations, les étoiles à neutrons (les pulsars) résultent probablement de l'explosion en *supernova*. L'explosion en supernova est l'explosion gigantesque d'une étoile, qui s'accompagne de la projection d'une quantité de matière dont la masse est comparable ou supérieure à celle du Soleil. La vitesse moyenne de la matière éjectée est $\sim 10^9$ cm/s. A l'instant de l'explosion de supernova, la luminosité de l'étoile augmente de plusieurs milliards de fois, de sorte que pendant un temps court (un mois environ), la brillance de l'étoile devient comparable à celle de toute une galaxie composée de milliards d'étoiles.

Au cours de plusieurs mois l'étoile qui a explosé émet autant de lumière que le Soleil pourrait en émettre pendant un milliard d'années ($\sim 10^{50}$ ergs). Or le rayonnement électromagnétique n'emporte qu'une petite partie de l'énergie totale libérée par l'explosion en supernova. L'énergie cinétique de la matière éjectée en tous sens est près de 10 fois plus grande. Une quantité d'énergie encore plus grande (100 fois plus grande que l'énergie du rayonnement électromagnétique) est emportée par les neutrinos qui sont émis, pour l'essentiel, lors de l'explosion qui dure une seconde environ. Après l'explosion, la majeure partie de la masse de l'étoile est disséminée sous forme de nébuleuse. Au centre de l'étoile subsiste une petite

étoile — un pulsar qui, dans certaines conditions, peut se transformer en trou noir.

L'explosion en supernova est un événement rare dans chaque galaxie. Au cours du millénaire écoulé, on a observé six supernovae au moins : en 1006, 1054, 1181, 1572, 1604 et 1667. C'est la supernova de 1054 dont l'apparition a été enregistrée dans les manuscrits chinois qui a joué un rôle particulièrement important en astronomie. A l'emplacement de l'explosion en supernova on observe actuellement la nébuleuse du Crabe, en forme d'ellipse assez régulière, dont les dimensions angulaires sont $4'' \times 6''$. Au centre de la nébuleuse on discerne une petite étoile de la 16-ième magnitude stellaire apparente, qui est le pulsar dont il a été question dans le sous-paragraphe 9. La magnitude apparente de la nébuleuse elle-même est égale à $8^m,5$, donc elle est près de 1000 fois plus brillante que la petite étoile centrale.

Si l'on n'arrivait à observer les explosions en supernova que dans les limites de notre Galaxie, nos connaissances à ce sujet seraient plus que modestes. Mais la luminosité des supernovae est tellement importante qu'on les discerne dans des galaxies lointaines. C'est ainsi que l'astronome Hartwig, de l'observatoire astronomique de Tartou (Estonie), observa, en 1885, l'explosion de supernova dans la plus grande Galaxie connue — la nébuleuse d'Andromède. L'étoile avait une brillance apparente de $6^m,5$, ce qui signifie que des personnes ayant une bonne vue pouvaient la voir à l'œil nu (la nébuleuse d'Andromède se trouve à une distance de la Terre égale à 670 mille parsecs, i.e. plus de 2 millions d'années de lumière!). La brillance apparente de la nébuleuse d'Andromède est égale à $4^m,5$, ce qui signifie que la brillance de la supernova n'était que 6,25 fois plus faible que celle de toute la nébuleuse d'Andromède. De nos jours les astronomes découvrent plus de 10 supernovae par an. Dans la galaxie la plus proche de notre système — le Grand Nuage de Magellan, on a observé pour la dernière fois l'explosion de supernova en février de 1987.

Quelle est la provenance de l'énergie requise pour faire exploser l'étoile en supernova ? On estime que l'une des sources de cette énergie est la combustion de carbone selon la première réaction (102.4). Cette réaction libère une énergie de ~ 1 MeV $= 1,6 \cdot 10^{-6}$ erg par nucléon, soit 10^{18} ergs par gramme. Pour que cette réaction fournisse une énergie de 10^{50} ergs, il faudrait « brûler » en régime explosif une masse de carbone ${}^{12}_{6}C$ égale à

$$\sim 10^{50}/10^{18} = 10^{32} \text{ g}.$$

Si l'on tient compte encore de l'énergie cinétique de la matière éjectée et de l'énergie emportée par les neutrinos, il faudrait multiplier par 100 cette masse de carbone. Or il s'agit d'une masse plusieurs fois plus grande que celle du Soleil.

Une autre source d'énergie, plus puissante, est la contraction gravitationnelle de l'étoile. L'énergie gravitationnelle libérée lors de la contraction gravitationnelle de l'étoile jusqu'aux dimensions de la sphère de Schwarzschild, est égale à mc^2, i.e. à 938 MeV par nucléon. Si la contraction se poursuit jusqu'aux dimensions d'une étoile à neutrons, cette énergie est de ~100 MeV par nucléon (rappelons que l'énergie de liaison du nucléon dans le noyau est ~8 MeV). La contraction d'une étoile à neutrons jusqu'aux dimensions de la sphère de Schwarzschild libère une énergie gravitationnelle de ~800 MeV par nucléon. On conçoit que cette énergie est insuffisante pour rejeter toute la matière tombée sur la sphère de Schwarzschild et ne permet que d'en rejeter une partie seulement.

Le mécanisme de la libération brutale de l'énergie nucléaire et gravitationnelle, ainsi que le mécanisme de l'explosion elle-même, ne sont pas encore bien élucidés. Ces questions font l'objet d'études sur différents modèles d'étoile à l'aide de méthodes numériques sur ordinateur. Nous renvoyons le lecteur intéressé à l'article de Bethe et Brown (*Scientific American*, v. 252, N° 5, may 1985).

14. En guise de conclusion, nous éprouvons le besoin de faire la remarque suivante. Dès 1795, Laplace (1749-1827) postulait l'existence d'étoiles rayonnantes quoique invisibles. Il s'appuyait sur l'hypothèse newtonienne de la nature corpusculaire de la lumière. Le corpuscule de lumière se conforme aux lois de la mécanique newtonienne et est donc soumis à l'action des forces gravitationnelles. Notons v la vitesse du corpuscule qui varie au cours de son mouvement. Dans le champ gravitationnel d'une étoile le mouvement du corpuscule sera fini si son énergie totale est négative:

$$mv^2/2 - GMm/r < 0.$$

Un tel corpuscule ne parviendra pas jusqu'à un observateur se trouvant à l'infini et l'étoile sera donc invisible. Supposons encore qu'à l'instant de son émission, la vitesse du corpuscule est toujours égale à une même valeur c. La lumière est émise par la surface de l'étoile. Soit r_0 le rayon de l'étoile. En remplaçant dans l'inégalité ci-dessus r par r_0 et v par c, on trouve

$$r_0 < 2GM/c^2.$$

Dans le cas limite de l'égalité des deux membres, cette formule coïncide avec la formule (102.13). Il s'ensuit que si le rayon de l'étoile est inférieur au rayon gravitationnel, selon Laplace l'étoile sera invisible pour un observateur lointain.

Ce raisonnement ne doit pas être pris au sérieux vu que ses prémisses sont erronées. La sphère de rayon r_0, d'après ses propriétés newtoniennes, n'a rien de commun avec la sphère de même rayon (sphère de Schwarzschild) de la théorie de la relativité générale. Dans cette dernière théorie la sphère de Schwarzschild est l'*horizon des*

événements et aucun rayon lumineux ne peut s'en échapper. En mécanique newtonienne la sphère de rayon r_0 ne jouit pas de cette propriété : un rayon lumineux peut sortir de la sphère et parvenir jusqu'à l'observateur se trouvant à distance finie ; il ne peut parvenir jusqu'à l'observateur placé à l'infini. D'autre part, lorsqu'une particule de masse m venant de l'infini tombe sur la sphère de Schwarzschild, les forces gravitationnelles, selon la théorie de la relativité générale, fournissent un travail égal à mc^2. En mécanique newtonienne, ce travail est égal à $^1/_2\, mc^2$, i.e. deux fois plus petit. Néanmoins, outre son intérêt historique ce raisonnement peut être utilisé comme méthode mnémotechnique pour se rappeler la valeur du rayon gravitationnel.

ANNEXE

GAZ PARFAIT DE FERMI AU ZÉRO ABSOLU

Selon les conceptions classiques, à la température du zéro absolu, tout mouvement des particules d'un corps doit cesser. Or, à proximité du zéro absolu, la physique classique n'est plus valable. Aux températures proches du zéro absolu se manifestent les *propriétés quantiques de la matière.* Le comportement du gaz électronique ainsi que de tout gaz de fermions est régi par la statistique quantique de Fermi-Dirac. Etudions le comportement du gaz parfait de Fermi, plus particulièrement du gaz électronique au zéro absolu.

Soit n le nombre total de particules renfermées dans l'unité de volume du gaz. Cherchons le nombre dn de particules contenues dans l'unité de volume et ayant des impulsions comprises entre p et $p + dp$. Le nombre d'états quantiques correspondant à cet intervalle des valeurs de l'impulsion est égal au quotient du volume $4\pi p^2 dp$ de l'espace des impulsions correspondant par le volume h^3 d'une cellule quantique. Au zéro absolu, tous les états quantiques inférieurs sont occupés et tous les états situés au-dessus sont vides. Conformément au principe de Pauli, chaque état peut être occupé par deux fermions de spins opposés. La distribution du nombre de particules dans la partie occupée de l'espace des impulsions est donnée par la formule

$$dn = 2\,(4\pi p^2 dp/h^3). \tag{102.15}$$

La condition de normalisation implique que

$$\int dn = 8\pi p_F^3/(3h^3) = n, \tag{102.16}$$

où p_F est la plus grande impulsion que peut prendre une particule pour une valeur donnée de n. p_F est appelé *frontière de Fermi.* On a donc

$$p_F = \sqrt[3]{3/(8\pi)}\, hn^{1/3} = 3{,}28 \cdot 10^{-27} n^{1/3}. \tag{102.17}$$

L'équation (102.15) décrit la distribution des fermions dans l'espace des impulsions. La température ne figure pas dans cette équation puisque celle-ci décrit la distribution des particules dans l'espace des impulsions à la température du zéro absolu ou à l'approche de cette température. L'état correspondant du gaz de Fermi est dit *dégénéré*. A l'état dégénéré du gaz de Fermi il n'existe donc qu'un seul paramètre macroscopique indépendant, la densité par exemple, qui détermine les valeurs de tous les autres paramètres.

L'énergie $\mathscr{E}_F$ appelée *niveau de Fermi* et correspondant à l'impulsion $p = p_F$ est liée à la concentration du gaz par la relation

$$\mathscr{E}_F = p_F^2/(2m) = \left(\sqrt[3]{3/(8\pi)}\right)^2 (h^2/(2m))\, n^{2/3} \quad (\text{pour } \mathscr{E}_F \ll mc^2), \tag{102.18}$$
$$\mathscr{E}_F = cp_F = \sqrt[3]{3/(8\pi)}\, hcn^{1/3} \quad (\text{pour } \mathscr{E}_F \gg mc^2).$$

Pour le gaz électronique on trouve

$$\begin{aligned} \mathscr{E}_F &= 0{,}584\cdot 10^{-26}\, n^{2/3} \text{ erg} = \\ &= 3{,}65\cdot 10^{-21}\, n^{2/3} \text{ MeV (pour } \mathscr{E}_F \ll mc^2), \\ \mathscr{E}_F &= 9{,}78\cdot 10^{-17}\, n^{1/3} \text{ erg} = \\ &= 0{,}610\cdot 10^{-10}\, n^{1/3} \text{ MeV (pour } \mathscr{E}_F \gg mc^2). \end{aligned} \tag{102.19}$$

Dans le cas du gaz ultrarelativiste, lorsque $mc^2 \ll \mathscr{E}_F$, $\mathscr{E} = pc$ et l'énergie de Fermi $\mathscr{E}_F$ est donnée par les formules (102.18) et (102.19) quelles que soient la nature et la masse des particules. Dans le cas du gaz ultrarelativiste, toutes les autres relations jouissent de la même propriété. Dans le cas de particules non relativistes, la situation est différente et $\mathscr{E}_F$, par exemple, varie en raison inverse de la masse m des particules.

Un gaz peut être traité comme un gaz de Fermi dégénéré lorsque sa température est inférieure à la température dite de dégénérescence $T_{\text{dég}}$, qui est définie par

$$kT_{\text{dég}} = \mathscr{E}_F. \tag{102.20}$$

Pour des électrons non relativistes, on tire de (102.19)

$$T_{\text{dég}} = 0{,}423\, n^{2/3}\cdot 10^{-10}\ \text{K (électrons, } \mathscr{E}_F \ll mc^2). \tag{102.21}$$

Pour les fermions ultrarelativistes, on tire de (102.19)

$$T_{\text{dég}} = 0{,}708\, n^{1/3}\ (\mathscr{E}_F \gg mc^2). \tag{102.22}$$

Pour les électrons libres d'un métal dont la densité normale est $n \sim 10^{22}$, la température de dégénérescence est $T_{\text{dég}} \sim 20\,000$ K. Pour une densité $\rho \sim 10^6$ g/cm³, $T_{\text{dég}} \sim 2\cdot 10^8$ K. Pour des particules ultrarelativistes de même densité on trouve $T_{\text{dég}} \sim 10^9$ K. Ces estimations montrent qu'aux températures des naines blanches le gaz électronique est effectivement dégénéré.

Calculons la pression $\mathcal{P}_{gaz}$ du gaz de Fermi. Dans le cas non relativiste

$$\mathcal{P}_{gaz} = {}^1/_3 n m \overline{v^2} = n\overline{p^2}/(3m) = 1/(3m) \int_0^{p_F} p^2\, dm =$$

$$= h^2/(15m)\cdot(3/(8\pi))^{5/3} n^{5/3} \quad (\mathcal{E}_F \ll mc^2). \quad (102.23)$$

Pour une concentration n donnée des particules, la pression du gaz est inversement proportionnelle à la masse d'une particule m. Il s'ensuit qu'on peut négliger la pression du gaz de nucléons devant celle du gaz électronique. Dans le cas relativiste on ne peut calculer exactement la pression du gaz que si l'on connaît la fonction de distribution non seulement pour $p \ll p_F$ mais aussi dans tout l'intervalle de variation de l'impulsion des particules. Comme ce calcul est assez laborieux, nous ne le reproduirons pas ici, en nous limitant à envisager le cas ultrarelativiste où la situation est plus simple. En négligeant l'énergie de repos, le lien entre l'énergie et l'impulsion d'une particule s'écrit $\mathcal{E} = pc$, i.e. est identique à la relation qui a été établie pour le photon. On peut donc utiliser le résultat du calcul de la pression du gaz de photons (cf. t. II, § 61). Lorsque $\mathcal{E} \gg mc^2$, on peut poser en approximation que toutes les particules sont ultrarelativistes. On a alors

$$\mathcal{P}_{gaz} \approx {}^1/_3 n \mathcal{E}_F = {}^1/_3 n c p_F = \sqrt[3]{1/(72\pi)}\, hcn^{4/3} \quad (\mathcal{E}_F \gg mc^2). \quad (102.24)$$

La densité du gaz est $\rho = n_N m_N$, n_N et m_N étant la concentration et la masse des nucléons, la masse des électrons étant négligeable. En notant μ le nombre de nucléons correspondant à 1 électron, on a $n_N = \mu n_e$, où n_e est la concentration des électrons. On a donc

$$n_e \approx \rho/(\mu m_N). \quad (102.25)$$

Pour un plasma d'hydrogène, $\mu = 1$. Si la matière considérée se compose de noyaux relativement légers, $N = Z$ et $\mu = 2$. Pour le gaz électronique dégénéré, on trouve facilement

$$\left.\begin{aligned} \mathcal{P}_{gaz} &= 10^7 (\rho/\mu)^{5/3} \text{ dynes/cm}^2 \quad (\mathcal{E}_F \ll mc^2), \\ \mathcal{P}_{gaz} &= 1{,}2\cdot 10^9 (\rho/\mu)^{4/3} \text{ dynes/cm}^2 \quad (\mathcal{E}_F \gg mc^2). \end{aligned}\right\} \quad (102.26)$$

Lorsque $\mathcal{E}_F = mc^2$, la densité du gaz électronique dégénéré est $\rho = 2\cdot 10^6$ g/cm³. On notera que pour $\rho = 10^7$ g/cm³ la pression du gaz électronique dégénéré est $\mathcal{P}_{gaz} \approx 10^{12}$ atm ($\mu \approx 2$).

§ 103. Le rayonnement cosmique

1. La première observation du rayonnement cosmique date d'août 1912, lorsque le physicien autrichien Hess (1883-1964) s'éleva dans les airs à bord d'un ballon muni d'électroscopes pour étudier l'ioni-

sation de l'air. Il évaluait le taux d'ionisation d'après la vitesse de décharge des électroscopes. Afin que la sensibilité des électroscopes ne varie pas avec l'altitude, les appareils étaient placés dans des coffrets hermétisés où la densité de l'air restait constante. Quelque temps auparavant, Göckel réalisa des expériences analogues en s'élevant à 4000 m au-dessus du niveau de la mer, mais les résultats obtenus semblaient douteux et suscitèrent les critiques, car Göckel utilisait un appareil à l'intérieur duquel la pression variait avec la pression extérieure et qu'il n'apportait aucune correction aux résultats de ses mesures. Pour s'assurer à quel point ces critiques étaient justifiées, Hess emporta, en plus des électroscopes hermétisés, un électroscope ouvert.

Il a été établi, dès 1902, que l'air sec enfermé dans un récipient hermétique est toujours légèrement ionisé même après que les substances radioactives gazeuses, qui s'y trouvaient en quantité infime, se sont entièrement désintégrées. Si l'on place le récipient dans une enceinte en plomb ayant des parois d'une épaisseur de 2 à 3 cm, cela afin de protéger le récipient contre le rayonnement ionisant extérieur, on constate que l'ionisation a diminué, mais n'a pas été supprimée. On devait en conclure que les sources du rayonnement ionisant se trouvaient en dehors du récipient contenant l'air.

A côté d'autres hypothèses, on supposa que l'ionisation serait due aux radiations émises par des substances radioactives toujours présentes en petites quantités dans le sol, dans les roches, dans l'eau, etc. Dans ces conditions l'ionisation de l'air devrait diminuer avec l'altitude.

C'est pour vérifier cette hypothèse que Hess s'envola à bord d'un ballon. Il constata que pendant les premiers 600 m d'ascension, l'ionisation de l'air diminuait quoique plus lentement qu'on ne l'escomptait. Mais au-dessus de 600 m d'altitude, l'ionisation de l'air commença à augmenter de plus en plus rapidement avec l'altitude. A une altitude de 4800 m au-dessus du niveau de la mer, l'ionisation de l'air était près de 4 fois plus grande qu'au niveau de la mer. Hess en conclut que les résultats de ses observations s'expliqueraient au mieux en supposant que sur la surface extérieure de l'atmosphère terrestre tombait un rayonnement très pénétrant venant des espaces célestes.

Kolhörster (1887-1948), qui fit de nombreuses ascensions en ballon, ainsi que d'autres savants qui expérimentèrent avec des électroscopes et des chambres d'ionisation, confirmèrent les résultats de Hess et constatèrent que le taux de l'ionisation de l'air continuait d'augmenter avec l'altitude. A une altitude de 8400 m, l'ionisation de l'air devenait 10 fois plus importante qu'au niveau de la mer. Ces nouveaux résultats confirmaient l'hypothèse de Hess sur l'origine extra-terrestre du rayonnement ionisant. Cette hypothèse fut définitivement prouvée en 1926, lorsque Millikan (1868-1953)

réalisa, en 1923-1926, une série d'expériences d'absorption de ce rayonnement ionisant. Le rayonnement pénétrant venant de l'espace cosmique et tombant sur la Terre a reçu le nom de *rayons cosmiques*.

Les expériences ultérieures, réalisées à l'aide de ballons sondes, ont montré que l'intensité du flux de rayons cosmiques n'augmentait que jusqu'à l'altitude de 20 km au-dessus du niveau de la mer. Elle atteint sa valeur maximale à cette altitude, puis diminue au-delà. L'existence de ce maximum résulte de ce que le rayonnement cosmique interagit avec l'atmosphère en donnant naissance à de nombreuses particules secondaires; il en sera question plus loin.

Dans ce qui suit nous omettrons, sauf exception, les détails historiques et expérimentaux pour pouvoir exposer brièvement les principaux résultats de l'immense domaine de la physique des rayons cosmiques.

2. Dans l'étude de la nature des rayons cosmiques, un rôle exceptionnel revient aux méthodes de détection des particules chargées ionisantes à l'aide des chambres de Wilson, des compteurs Geiger-Müller et des émulsions photosensibles épaisses. Cette dernière méthode, que l'on commença à utiliser vers le milieu des années quarante, est analogue à la méthode de la chambre de Wilson. Lorsque les particules chargées ionisantes traversent la couche photosensible, elles entrent en collision avec les grains de bromure d'argent, ce qui donne naissance à une image latente. Après développement tout le long de la trajectoire de la particule, l'argent métallique est réduit. L'examen au microscope révèle les trajectoires des particules marquées par les grains d'argent de couleur sombre.

Notons qu'à partir de 1924 D. Skobeltzyne (né en 1892) entreprit une longue série d'expériences avec une chambre de Wilson placée dans un fort champ magnétique H. Sous l'action du champ magnétique, les trajectoires des particules chargées s'incurvent, mais si le champ est permanent, l'énergie cinétique des particules, et donc leurs masses relativistes, restent constantes. Si la particule se déplace perpendiculairement au champ magnétique, en égalant la force centrifuge pv/R à la force de Lorentz $(Ze/c)\, vH$, on trouve

$$cp = ZeHR, \tag{103.1}$$

où Ze est la charge de la particule, p son impulsion et R le rayon de courbure de sa trajectoire. Le produit HR est appelé *rigidité magnétique* de la particule. L'énergie cinétique d'une particule ultrarelativiste est $\mathscr{E} = pc$. A l'aide de la formule (103.1) on peut donc déterminer l'énergie et le signe de la charge de la particule ultrarelativiste chargée. C'est en utilisant cette méthode qu'en 1929 Skobeltzyne trouva dans les rayons cosmiques des particules négatives dont l'énergie était notablement supérieure à celle des particules β ordinaires.

Signalons encore les *circuits de coïncidence* à tubes électroniques qui ont été élaborés par Rossi (né en 1905) pour l'étude des rayons cosmiques. Ce circuit permet de déterminer le sens du mouvement de la particule ionisante si celle-ci est chargée. Un circuit de coïncidence comporte deux ou plusieurs compteurs de Geiger-Müller G_1, G_2, G_3, . . ., disposés rectilignement et connectés aux tubes électroniques L_1, L_2, L_3,..., comme indiqué sur la figure 175. Tant

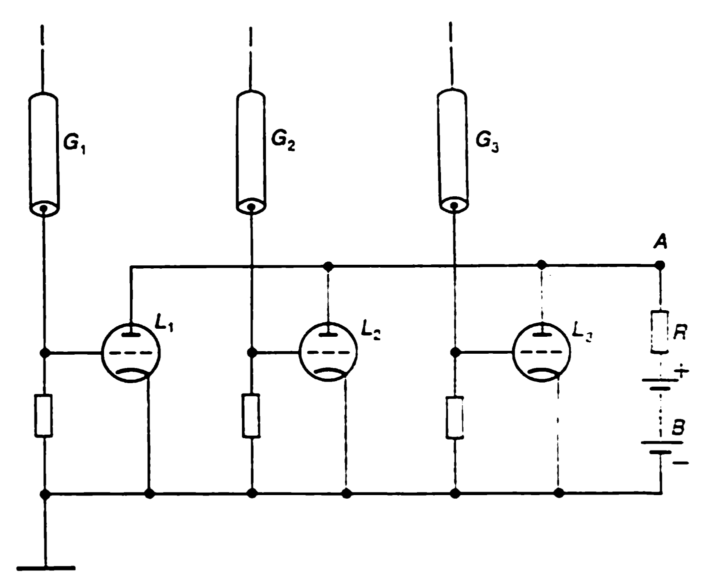


Fig. 175

que les compteurs n'ont pas été déclenchés, le courant s'écoule du pôle positif de la batterie B, à travers la résistance R et les tubes électroniques, dans la Terre. Si la résistance R est très grande, la chute de tension y est tellement importante que le potentiel au point A sera peu différent de celui de la Terre. Lorsqu'une particule ionisante pénètre dans l'un des compteurs, elle y déclenche une décharge électrique; le compteur applique alors une impulsion négative de la tension à la grille du tube électronique qui se bloque. Pendant ce temps, les tubes électroniques connectés aux autres compteurs, qui n'ont pas été déclenchés, laissent passer le courant. Si la résistance R est suffisamment grande, le bloquage d'un compteur n'affectera que faiblement le courant s'écoulant dans la terre. La situation restera la même si plusieurs compteurs auront été déclenchés, les autres ne l'étant pas. Mais si tous les compteurs sont déclenchés en même temps, tous les tubes électroniques seront bloqués et le courant ne passera plus. Dans ces conditions le potentiel du point A augmentera

brusquement jusqu'à ce qu'il devienne égal au potentiel du pôle positif de la batterie. Cette variation par saut du potentiel au point A peut être mesurée à l'aide d'un voltmètre ou d'un autre appareil de mesure. La déviation de l'aiguille de l'appareil de mesure témoigne de ce que la particule ionisante a traversé tous les compteurs. Après que le circuit a été actionné, les décharges déclenchées dans les compteurs Geiger-Müller cessent, les charges positives provenant des grilles des tubes électroniques s'écoulent dans la terre et le circuit est à nouveau disponible. Dans le circuit de Rossi les tubes électroniques peuvent être remplacés par des transistors.

Bien entendu, le circuit de Rossi et les circuits analogues peuvent détecter non seulement les événements provoqués par une seule particule traversant tous les compteurs, mais aussi les événements provoqués par plusieurs particules qui se succèdent à des intervalles de temps qui sont trop courts. Il faut que les intervalles de temps séparant l'arrivée de chaque nouvelle particule soient supérieurs au *temps de résolution du circuit*, dont la valeur dépend surtout du temps d'allumage de la décharge dans les compteurs Geiger-Müller. Le temps de résolution du circuit de Rossi était de l'ordre de la microseconde. On dispose aujourd'hui de circuits de coïncidence, analogues au circuit de Rossi, ayant des temps de résolution plus courts.

3. On distingue les rayons cosmiques *primaires* et *secondaires*. Les rayons cosmiques primaires tombent sur la Terre directement de l'espace cosmique. En traversant l'épaisse couche ($\sim$1000 g/cm^2) de l'atmosphère terrestre, ils y subissent une série de transformations compliquées donnant naissance à un nouveau rayonnement qu'on appelle rayons cosmiques secondaires. De par leur composition, ces derniers n'ont rien de commun avec les rayons cosmiques primaires.

Dans l'espace cosmique circumterrestre le rayonnement cosmique primaire est constitué du *rayonnement cosmique galactique* et du *rayonnement cosmique solaire*. Le premier provient d'objets lointains, et non encore connus, faisant partie de notre Galaxie ou d'autres Galaxies, et le second est émis par le Soleil.

Pendant longtemps la nature du rayonnement cosmique primaire est restée incertaine. Ce n'est que dans le courant des années quarante qu'il a été établi que les rayons cosmiques primaires sont constitués de noyaux des mêmes éléments chimiques qu'on trouve sur la Terre, principalement de noyaux d'hydrogène. Les particules constituant les rayons cosmiques possèdent des énergies cinétiques qui sont énormes en comparaison de celles des particules de matière ordinaire même lorsque leur température atteint le milliard de kelvins. Les énergies des rayons cosmiques les plus rapides sont tellement grandes qu'elles n'ont pas de commune mesure avec celles des particules les plus rapides accélérées dans nos accélérateurs de parti-

cules. La majeure partie des rayons cosmiques primaires ont des énergies de 10^9 eV (1 GeV) et au-delà ; ce sont des énergies des dizaines de milliers de fois plus grandes que l'énergie thermique des particules se trouvant dans les parties les plus chaudes de l'Univers. On en conclut que l'énergie des particules du rayonnement cosmique ne saurait être d'origine thermique.

4. L'existence de *phénomènes géomagnétiques* prouve que le rayonnement cosmique primaire est constitué, en partie du moins, de particules chargées. Parmi ces phénomènes nous citerons tout d'abord l'*effet de latitude*, qui consiste en la dépendance de l'intensité I des rayons cosmiques avec la latitude géomagnétique du lieu. Pour simplifier la description du phénomène, on négligera l'action exercée par le champ magnétique solaire (on en tiendra compte par la suite) et on ne tiendra compte que du champ magnétique terrestre H. La force de Lorentz $^e/_c\,[vH]$ est orthogonale au champ magnétique et à la vitesse de la particule. Si la particule cosmique s'approche du pôle géomagnétique en se déplaçant le long du champ H, la force de Lorentz sera nulle et les particules de toute énergie peuvent parvenir jusqu'à la Terre. Dans le cas où l'approche de la particule se fait dans le plan de l'équateur géomagnétique, la force de Lorentz prend sa valeur maximale et incurve la trajectoire de la particule. Ne pourront parvenir jusqu'à la Terre que les particules possédant une énergie supérieure à une certaine valeur. Les particules ayant une énergie moindre seront réfléchies par le champ magnétique terrestre et ne pourront tomber sur la Terre. Les particules lentes seront réfléchies aux autres latitudes géomagnétiques. Pour caractériser quantitativement l'effet de latitude on utilise la quantité $(I_{90^\circ} - I_{0^\circ})/I_{90^\circ}$. Les mesures montrent qu'au niveau de la mer cette quantité est $\sim$10 % et qu'à une altitude de 10 km, elle atteint $\sim$36 %.

Un autre phénomène géomagnétique est l'*effet de longitude* qui consiste en une variation de l'intensité des rayons cosmiques lorsqu'on se déplace le long d'un même parallèle. En première approximation, on peut assimiler le champ magnétique terrestre à un dipôle magnétique de moment magnétique égal à $8{,}1 \cdot 10^{25}\,G \cdot cm^3$, faisant un angle de 11,5° avec l'axe terrestre. Ce dipôle doit être disposé non pas au centre de la Terre, mais en un point situé à $\sim$342 km suivant la normale à l'axe terrestre passant par le centre. De ce fait, ainsi que pour la raison que le champ magnétique terrestre diffère du champ du dipôle, le champ ainsi modelé varie légèrement le long d'un parallèle. C'est à cette variation qu'est lié l'effet de longitude géomagnétique. Au niveau de la mer, l'intensité des rayons cosmiques en différents points d'un même parallèle s'écarte de quelques pour cent de la valeur moyenne.

On observe aussi une *asymétrie des directions suivant lesquelles les rayons cosmiques tombent sur la Terre* (*effet est-ouest*). Cette asymétrie

se manifeste en ce que l'intensité des rayons cosmiques dépend de l'orientation du détecteur par rapport aux points cardinaux. Le nombre de particules cosmiques venant de l'ouest est supérieur au nombre de particules venant de l'est. L'effet est-ouest s'exprime quantitativement par la quantité $2\,(I_0 - I_e)/(I_0 + I_e)$, i.e. par le rapport de la différence des intensités des rayons cosmiques venant de l'ouest et de l'est à leur demi-somme. Aux hautes altitudes, cette quantité est égale à $\sim$0,5.

Nous éviterons de donner une analyse rigoureuse de la question en raison de son caractère ardu, et pour mettre en évidence les causes

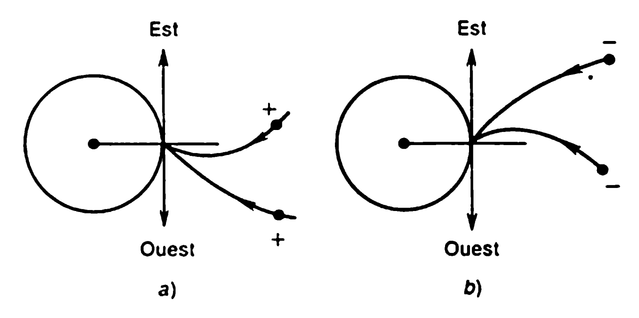


Fig. 176

de l'effet est-ouest, nous considérerons le cas particulier où la particule cosmique chargée vole vers la Terre en restant dans le plan de l'équateur géomagnétique. Ce cas est illustré par les figures 176, *a* et 176, *b* pour des particules chargées positivement et négativement. On supposera que le champ magnétique est normal au plan de la figure et orienté vers le lecteur. La trajectoire d'une particule positive est incurvée par le champ magnétique vers l'est, ce qui signifie qu'à la vitesse de la particule vient s'ajouter une composante orientée vers l'est. Il a été établi que loin du système solaire l'intensité des rayons cosmiques est spatialement isotrope. Il s'ensuit que la majorité des particules primaires chargées positivement parvenant jusqu'à la Terre se déplaceront de l'ouest à l'est. Les particules chargées négativement se déplaceront de l'est à l'ouest. L'étude de l'effet est-ouest a permis de conclure que la majorité des particules des rayons cosmiques primaires sont chargées positivement.

Il existe d'autres effets géomagnétiques dont il sera question plus loin.

5. Pour l'étude des rayons cosmiques on a utilisé différents types de détecteurs associés à des filtres (en plomb, en fer, en carbone, en paraffine, etc.). Les observations ont été effectuées à la surface de la Terre et dans des mines (jusqu'à 3 km au-dessous du niveau de la mer), dans les couches supérieures de l'atmosphère, dans l'espace cosmique circumterrestre et à grande distance de la Terre.

Les données les plus complètes concernant la composition des rayons cosmiques primaires ont été rassemblées pour les particules possédant des énergies supérieures ou égales à 2,5 GeV par nucléon. Ces données ont été obtenues principalement en effectuant des mesures sur les traces enregistrées dans les émulsions nucléaires, qui étaient emportées par les ballons-sondes dans les couches supérieures de l'atmosphère. Ces données sont consignées dans le tableau 24

Tableau 24

Composition des rayons cosmiques possédant des énergies de 2,5 GeV par nucléon

Groupe	Particules formant le groupe	Charge du noyau	Masse atomique moyenne	Nombre de particules par $m^2 \cdot s \cdot sr$	Nombre de noyaux pour 10 000 protons	
					dans les rayons cosmiques	en moyenne
p	Protons	1	1	1300	10 000	10 000
α	Noyaux d'hélium	2	4	94	720	1600
L	Noyaux « légers »	3 à 5	10	2,0	15	10^{-4}
M	Noyaux « moyens »	6 à 9	14	6,7	52	14
H	Noyaux « lourds »	$\geqslant 10$	31	2,0	15	6
VH	Noyaux « très lourds »	$\geqslant 20$	51	0.5	4	0,06
SH	Noyaux « les plus lourds »	> 30	100	$\sim 10^{-4}$	10^{-3}	$7 \cdot 10^{-5}$
e	Electrons et positons	1	$\frac{1}{1836}$	13	100	10 000
				1418	10 900	21 620

où sont indiquées les intensités des rayons cosmiques primaires correspondant aux différentes particules possédant des énergies $\geqslant 2,5$ GeV par nucléon, i.e. le nombre de ces particules traversant sous incidence normale une aire unité et rapportées à l'unité d'angle solide. En supposant que la distribution spatiale des directions des rayons cosmiques est isotrope, pour trouver le flux total de ces particules primaires à travers l'aire unité il suffit de multiplier par π les données indiquées dans le tableau 24. On trouve ainsi que près de la Terre ce flux est égal à $\sim 0,45$ particule/($cm^2 \cdot s$). Si l'on tient compte encore des particules de moindre énergie, le flux total des particules primaires au niveau du sol sera de ~ 1 particule/($cm^2 \cdot s$).

L'examen du tableau 24 montre que les rayons cosmiques primaires se composent en premier lieu de protons (92 %), puis de particules α (6,6 %). Les noyaux lourds (principalement C, N, O) représentent près de 0,8 %. L'une des preuves de ce que les noyaux lourds font partie du rayonnement primaire réside en ce que les charges des

noyaux lourds sont plus grandes que les charges portées par les noyaux des gaz atmosphériques. De ce fait les noyaux lourds ne peuvent être formés sous l'action des rayons cosmiques primaires et en font donc partie. Comme l'énergie moyenne par nucléon est approximativement la même pour tous les noyaux, les noyaux à charges multiples (i.e. ceux ayant $Z > 1$) transportent une part notable (près de la moitié) de l'énergie totale des rayons cosmiques primaires.

Les rayons cosmiques contiennent, outre les protons et les noyaux, une petite quantité d'électrons et de positons ($\sim$1 %) et de rayons γ ($\sim$0,01 % avec des énergies $>$100 MeV). Il est hors de doute que les neutrinos en font aussi partie, mais on ne dispose pas de moyens pour les détecter dans les rayons cosmiques. La présence de mésons et de neutrons dans les rayons cosmiques primaires doit être exclue puisque ce sont des particules instables qui doivent se désintégrer durant leur trajet vers la Terre.

6. Dans les deux dernières colonnes du tableau 24, on compare la teneur relative moyenne des différentes particules dans les rayons cosmiques avec leur abondance relative dans l'Univers, déterminée à partir de données sur la composition de l'écorce terrestre, des météorites, des atmosphères solaire et stellaire. Les rayons cosmiques sont relativement plus riches en noyaux lourds et très lourds que leur abondance relative dans l'Univers. Cela est particulièrement vrai pour les noyaux du groupe L dont font partie le lithium, le béryllium et le bore. La teneur relative moyenne des noyaux de ce groupe dans les rayons cosmiques est près de 100 mille fois plus grande que leur abondance dans l'Univers.

Cette teneur anormalement grande des noyaux du groupe L par rapport à leur abondance naturelle rend improbable l'hypothèse selon laquelle ces noyaux se trouveraient en quantités suffisantes dans les sources des rayons cosmiques. Il est probable que ces noyaux se forment à la suite de collisions entre les particules cosmiques lourdes et les noyaux du gaz interstellaire. Lors de ces chocs, les noyaux lourds peuvent se désintégrer en plusieurs fragments en donnant naissance aux noyaux du groupe L. On peut émettre l'hypothèse que c'est le principal, sinon l'unique procédé de formation de ces noyaux dans les rayons cosmiques. Si cette hypothèse était correcte, on pourrait évaluer le trajet moyen des particules issues de la source des rayons cosmiques jusque la Terre. Cela permettrait de se faire une idée de l'origine de rayons cosmiques primaires.

Considérons un faisceau homogène parallèle de particules cosmiques lourdes (i.e. de particules ayant des masses supérieures aux masses des noyaux du groupe L) se propageant dans le gaz interstellaire. Faisons coïncider l'axe X avec la direction de propagation de ce faisceau. A la sortie de la source, le faisceau se compose uniquement de particules lourdes. A la suite de leurs collisions avec les noyaux du gaz interstellaire apparaissent les noyaux légers du groupe

L. ce qui a pour effet de diminuer l'intensité I du faisceau de particules lourdes. Supposons que ce soit l'unique mécanisme de diminution de l'intensité du faisceau. Notons σ la section efficace moyenne de la collision entre une particule lourde et un noyau atomique du gaz interstellaire, cette collision donnant naissance aux noyaux légers du groupe L. Le processus d'affaiblissement de l'intensité I_{ld} du flux de noyaux lourds sera décrit alors par l'équation

$$\frac{dI_{ld}}{dx} = -\sigma N I_{ld},$$

où N est le nombre de noyaux atomiques du gaz interstellaire contenus dans l'unité de volume. En posant, pour simplifier, que ce nombre N est constant, on obtient

$$I_{ld} = I_{ld0} e^{-\sigma N x}. \qquad (103.2)$$

Supposons, pour simplifier encore, que la disparition d'une particule lourde s'accompagne de l'apparition d'une particule légère du groupe L. Si les particules légères se déplaçaient aussi suivant l'axe du faisceau initial, on aurait un faisceau de particules légères d'intensité

$$I_{lg} = I_{ld0} - I_{ld} = I_{ld} \ (e^{\sigma N x} - 1).$$

Le rapport des concentrations des particules légères et lourdes dans les rayons cosmiques serait alors égal à

$$n_{lg}/n_{ld} = I_{lg}/I_{ld} = e^{\sigma N x} - 1. \qquad (103.3)$$

Cette expression ne dépend pas de l'hypothèse concernant les directions de propagation des particules initiales et des particules nouvellement formées puisque leurs directions de propagation sont spatialement isotropes. On doit entendre par x la longueur du chemin effectivement parcouru par la particule cosmique depuis le lieu de sa formation jusqu'au lieu d'observation, car ce chemin peut être fort différent du trajet rectiligne.

D'après le tableau 24, $n_{lg}/n_{ld} = 15 : (52 + 15 + 4) = 0,21 \approx \approx 1/5$. Ce rapport étant petit, on peut n'envisager que l'approximation linéaire

$$n_{lg}/n_{ld} = \sigma N x, \qquad (103.4)$$

$$x = (1/(\sigma N))\,(n_{lg}/n_{ld}) = (1/5)\,(1/(\sigma N)). \qquad (103.5)$$

Supposons que la source des rayons cosmiques se trouve dans notre Galaxie. La concentration moyenne du gaz dans la Galaxie peut être posée égale à $N \approx 1$ cm^{-3}, et la section efficace moyenne à $\sigma \approx 10^{-26}$ cm^2. Avec ces données on trouve

$$x \approx 2 \cdot 10^{25} \text{ cm}.$$

Comme la vitesse des particules cosmiques est peu différente de la vitesse c de la lumière, la durée de trajet depuis la source jusqu'à la Terre est donc $\tau \sim (2\cdot 10^{25}) : (3\cdot 10^{10}) \sim 0{,}7\cdot 10^{15}$ s $\sim$ $\sim 2\cdot 10^{7}$ ans.

7. On estime que les valeurs calculées de x et de τ sont trop faibles. L'une des raisons est que la Galaxie, qui a la forme d'un disque de diamètre $D_{\text{Gal}} \approx 25$ kps $= 7{,}7\cdot 10^{22}$ cm et d'épaisseur ≈ 2 kps, est entourée d'un halo, qui est une sphère contenant le gaz galactique et ayant un diamètre de $\approx$30 kps. La densité du gaz galactique dans le halo est près de 10 fois plus petite que dans la Galaxie proprement dite. Du fait de l'existence du halo, on doit adopter une valeur plus faible pour N, ce qui entraîne une augmentation des valeurs de x et de τ. Les valeurs les plus probables sont $x \approx 10^{26}$ cm, $\tau \approx 10^{8}$ ans. La valeur de x est près de 1000 fois supérieure au diamètre du disque galactique. Ce résultat ne contredit nullement notre hypothèse (que nous n'avons pas justifiée) que la source des rayons cosmiques se trouve dans notre Galaxie. En effet, lors de son mouvement, la particule cosmique est soumise à l'action des champs magnétiques galactiques qui varient au hasard et incurvent en tous sens sa trajectoire. Celle-ci est fort embrouillée: la migration des particules dans la Galaxie ressemble au mouvement brownien à une échelle gigantesque.

Au cours du long voyage des particules cosmiques parmi les champs magnétiques changeants de la Galaxie, se perd la possibilité de repérer spatialement ou temporellement la source des rayons cosmiques galactiques par rapport à la Terre. C'est probablement la cause de l'isotropie marquée des rayons cosmiques galactiques, i.e. de la distribution homogène des directions de leur propagation dans l'espace, qui est vérifiée avec une précision de 0,1 %. La même cause détermine probablement la constance temporelle de l'intensité des rayons cosmiques. Ces conclusions ne sont valables que si l'on exclut le rôle perturbateur des champs magnétiques terrestres et interplanétaires.

La méthode la plus simple et la plus fiable de mesure du champ magnétique H en une région donnée de la Galaxie se fonde sur l'étude de l'éclatement par effet Zeeman de la raie spectrale $\lambda = 21$ cm de l'hydrogène (cf. § 66, 4). Par ce procédé, ainsi que par d'autres, il a été établi que l'intensité moyenne du champ magnétique régnant dans l'espace interstellaire de la Galaxie est $\approx 7\cdot 10^{-6}$ G. La densité moyenne de l'énergie magnétique y est égale à $H^2/(8\pi) \approx 1{,}5 \times$ $\times 10^{-12}$ erg/cm^3 $\approx 1{,}2$ eV/cm^3.

8. La distribution des rayons cosmiques selon leurs énergies peut être caractérisée par les *spectres énergétiques intégral* et *différentiel.* On appelle spectre énergétique intégral $I(\mathscr{E})$ le flux de particules cosmiques ayant une énergie cinétique supérieure à $\mathscr{E}$. La valeur absolue de sa dérivée $dI/d\mathscr{E}$ par rapport à $\mathscr{E}$ constitue le spectre

différentiel. De toute évidence, c'est le flux de particules cosmiques rapporté à l'intervalle d'énergie pris pour unité.

Dans la gamme des énergies comprises entre 10 et 10^6 GeV, le spectre énergétique intégral peut être décrit de façon satisfaisante par l'expression approchée

$$I(\mathscr{E}) \backsim \mathscr{E}^{-\gamma}, \qquad (103.6)$$

où γ est en moyenne égal à 1,6, ou plus exactement varie lentement de 1,4 à 1,8, comme le montre le tableau suivant:

Intervalle de variation de $\mathscr{E}$ (GeV)	10 à 10^4	10^4 à 10^6	10^6 à 10^9
γ	1,4 à 1,6	1,6 à 1,8	1,8 à 2,2

Pour des énergies de l'ordre de $3 \cdot 10^6$ GeV, la courbe spectrale $I(\mathscr{E})$ décroît plus vite et présente un coude. Cela tient probablement à ce que les particules d'énergies aussi élevées ne sont plus contrôlées par le champ magnétique galactique et commencent à s'échapper dans l'espace métagalactique. Pour $\mathscr{E} \sim 3 \cdot 10^{10}$ GeV, la pente de la courbe spectrale $I(\mathscr{E})$ diminue à nouveau.

Comme il y a très peu de particules ayant des énergies $\mathscr{E} \gtrsim 10^6$ GeV, on ne peut plus les enregistrer à l'aide de compteurs ou d'émulsions photosensibles. Par exemple, une particule possédant une énergie $\mathscr{E} > 10^7$ GeV ne tombe sur une surface de 1 m^2 qu'une fois par an en moyenne. On n'arrive à déceler ces particules que grâce à l'existence de gerbes atmosphériques de grande étendue (voir sous-paragraphe 12). On a détecté des particules ayant une énergie $\sim 10^{20}$ eV $= 10^{11}$ GeV $= 12$ J. L'énergie que possède cette particule pourrait suffire pour élever à 1 m de hauteur une masse de 1 kg. Les particules de cette énergie sont très rares: sur une superficie de ~ 10 km^2 ne tombe, en moyenne, par an, qu'une seule particule possédant une énergie de $\sim 10^{20}$ eV.

Lorsque l'énergie $\mathscr{E}$ diminue, à partir de 10 GeV environ la croissance de l'intensité $I(\mathscr{E})$ se ralentit et cesse complètement pour $\mathscr{E} \lesssim 2$ GeV. Du fait de l'existence du champ magnétique terrestre, les protons ayant des énergies de cet ordre ne peuvent atteindre la Terre qu'à proximité des pôles. Mais même dans ces régions, les particules de faibles énergies ne parviennent pas toujours jusqu'à la Terre en raison des pertes d'énergie dans l'atmosphère. L'intensité des rayons cosmiques ayant des énergies $\mathscr{E} \lesssim 2$ GeV varie de façon irrégulière dans le temps, car ils subissent l'influence du *vent solaire* (champ magnétique lié aux amas de plasma solaire). Ces rayons cosmiques accroissent notablement le niveau d'ionisation normal de l'air dans les couches supérieures de l'atmosphère, ce qui les rend

imperméables aux bruits radioélectriques provenant de la Galaxie. Ils sont la cause des interruptions des liaisons radio sur ondes courtes dans les régions polaires (cf. t. IV. § 87).

9. Connaissant le spectre énergétique, on peut calculer la densité moyenne de l'énergie des rayons cosmiques dans l'espace interstellaire de notre Galaxie et la comparer à la densité d'énergie fournie par les autres sources d'énergie. Les contributions de ces différentes sources d'énergie sont :

Rayons cosmiques	$1{,}6\cdot10^{-12}$ erg/cm^3 = 1,3 eV/cm^3.
Mouvement tourbillonnaire du gaz interstellaire	$0{,}5\cdot10^{-12}$ erg/cm^3 = 0,4 eV/cm^3.
Champ magnétique	$1{,}5\cdot10^{-12}$ erg/cm^3 = 1,25 eV/cm^3.
Totalité du rayonnement stellaire	$0{,}7\cdot10^{-12}$ erg/cm^3 = 0,6 eV/cm^3.

Ainsi, dans les limites de notre Galaxie, l'énergie totale de tous les rayons cosmiques est comparable à la somme de toutes les autres énergies (l'énergie du rayonnement stellaire, l'énergie du mouvement thermique et turbulent du gaz interstellaire, ainsi que l'énergie du champ magnétique de la Galaxie). D'après le théorème du viriel (cf. § 100), l'énergie cinétique moyenne du mouvement du gaz interstellaire est égale à la moitié de son énergie potentielle changée de signe. Ainsi la dynamique de l'Univers doit tenir compte, outre les forces de gravitation, de pression gazeuse et lumineuse, des forces déterminées par le mouvement des rayons cosmiques et des champs magnétiques qu'ils engendrent.

10. La majeure partie des rayons cosmiques primaires arrivent sur Terre en venant de la Galaxie, mais une petite partie des rayons cosmiques de basse énergie ($\mathcal{E} < 1$ GeV) provient du Soleil. Le spectre énergétique des rayons cosmiques d'origine solaire présente une forte chute aux énergies élevées, de sorte qu'ils n'apportent une contribution notable qu'aux rayons cosmiques primaires de faible énergie. Le flux d'énergie des rayons cosmiques solaires près de la surface terrestre, moyenné sur le temps, est de $\sim 3{,}5\cdot10^{-4}$ erg/(cm$^2\cdot$s), valeur 20 fois plus faible que la valeur du flux d'énergie de l'ensemble des rayons cosmiques ($\approx 7\cdot10^{-3}$ erg/(cm$^2\cdot$s)). Pendant les éruptions solaires de courte durée, le flux des rayons cosmiques solaires peut dépasser des milliers de fois sa valeur moyenne.

Par exemple, le 23 février 1956, le Soleil a été le siège d'une importante éruption chromosphérique, qui a été enregistrée sur Terre. Quelques minutes plus tard, le taux de comptage des détecteurs équipant les stations d'étude des rayons cosmiques, réparties en différents points du Globe, commença à s'accélérer. En 15-20 minutes, le taux de comptage atteignit le maximum, après quoi il commença à décroître, et au bout de quelques heures, il redevint normal. L'accroissement du taux de comptage eut lieu non seulement dans les régions polaires, mais également à proximité de l'équateur. On

peut en conclure que les rayons cosmiques solaires comportaient un certain nombre de particules ayant des énergies de 10 à 20 GeV, suffisantes pour surmonter, près de l'équateur, l'effet répulsif du champ magnétique terrestre. Au cours des années suivantes, on observa presque annuellement des effets analogues mais de moindre intensité.

Il est assez facile de distinguer les rayons cosmiques d'origine solaire des rayons cosmiques d'origine galactique puisqu'ils n'apparaissent que pendant les éruptions chromosphériques solaires importantes. Ils se distinguent aussi des rayons galactiques par la composition : les rayons cosmiques d'origine solaire ne contiennent pratiquement ni des noyaux légers de Li, Be, B, ni des noyaux d'éléments lourds. D'une façon générale, la composition chimique des rayons cosmiques solaires répète la composition chimique de l'atmosphère solaire.

L'activité solaire se manifeste aussi par les *variations d'intensité* des rayons cosmiques galactiques atteignant la Terre. Les orages magnétiques liés à l'activité solaire déterminent une variation du champ magnétique terrestre et, partant, l'intensité des rayons cosmiques que l'on observe sur la Terre. Ce phénomène se manifeste non seulement dans les régions polaires mais aussi dans les régions équatoriales. Par exemple, pendant la période de l'activité solaire maximale de 1957-1958, l'intensité des rayons cosmiques ayant des énergies $\geqslant 1$ GeV a été de trois fois environ inférieure à celle qu'on observa au cours du minimum d'activité de 1964-1965, consécutif au maximum de 1957-1958.

11. Nous allons esquisser la question de l'origine des rayons cosmiques, quoiqu'elle soit loin d'être élucidée. Le Soleil émet des particules possédant des énergies de plusieurs centaines de MeV. Pendant les éruptions, le Soleil éjecte dans l'espace interplanétaire d'importantes masses de gaz ionisés et donne naissance à de petites quantités de particules possédant des énergies de ~ 10 à 20 GeV. On pourrait supposer que des processus encore inconnus donneraient naissance à des particules de plus grande énergie, observées en quantité requise dans les rayons cosmiques. Cette hypothèse doit être rejetée pour la raison que l'intensité des rayons cosmiques reste constante et que leurs directions de propagation sont isotropes à n'importe quelle heure du jour et de la nuit. Ce sont les particules d'une énergie de ~ 10 GeV qui constituent la part la plus importante du rayonnement cosmique. Si ces particules avaient le Soleil pour origine, elles devraient parvenir sur la Terre suivant la direction du Soleil et seulement pendant le jour. Cette conclusion est, à fortiori, valable pour les particules de haute énergie. Considérons, par exemple, un proton d'une énergie de 10^{15} eV. La rigidité magnétique HR de ce proton, calculée à l'aide de la formule (103.1), est égale à $\sim 3\cdot 10^{12}$ G·cm. L'intensité du champ magnétique dans l'espace

interplanétaire peut être posée égale à $3\cdot10^{-6}$ G. Le rayon de courbure de la trajectoire du proton sera alors égal à $\sim 10^{17}$ cm, valeur qui est près de 6500 fois plus grande que le rayon de l'orbite terrestre L'intensité du champ magnétique terrestre $H \approx 0,5$ G. Le rayon de courbure correspondant à ce champ est inférieur à $R \sim 6\cdot10^{12}$ cm, quoique cette dernière valeur soit encore 10 000 fois plus grande que le rayon de la Terre.

On pourrait supposer que les rayons cosmiques ont pour sources les étoiles. Mais les étoiles normales ne pourraient pas engendrer les hautes énergies que possèdent les rayons cosmiques dans l'espace galactique. En effet, le volume de la Galaxie est de $\sim 10^{67}$ cm³, la densité moyenne de l'énergie des rayons cosmiques parcourant la Galaxie est de $\sim 1,6\cdot10^{-12}$ erg/cm³, et l'énergie totale de l'ensemble des rayons cosmiques y est $\sim 10^{55}$ ergs. La puissance du rayonnement cosmique solaire est de $\sim 10^{24}$ ergs/s. En supposant que le Soleil émettait régulièrement des rayons cosmiques depuis sa naissance ($5\cdot10^9$ ans) et que ce rayonnement était tout entier confiné dans la Galaxie par ses champs magnétiques, l'énergie correspondante serait égale à $\sim 10^{40}$ ergs. Si toutes les étoiles de la Galaxie émettaient en moyenne l'énergie de la même façon que le Soleil, l'énergie totale des rayons cosmiques confinés dans la Galaxie serait égale à $\sim 10^{51}$ ergs, soit $\sim$ 10 000 fois plus petite que la valeur réelle.

Il était donc opportun de supposer que, pour l'essentiel, les rayons cosmiques étaient engendrés lors des explosions des supernovae. L'explosion en supernova libère une énergie comparable à l'énergie propre du Soleil:

$$M_{\odot}c^2 = 2\cdot10^{33}\cdot(3\cdot10^{10})^2 = 1,8\cdot10^{53} \text{ ergs}.$$

Une partie de cette énergie serait emportée par les rayons cosmiques. Les explosions des supernovae seraient évidemment en mesure de créer la densité requise de l'énergie des rayons cosmiques dans la Galaxie.

On estime improbable que la majeure partie des rayons cosmiques existant dans le système solaire soit d'origine métagalactique, i.e. qu'elle ait pour origine des Galaxies lointaines. Les rayons cosmiques effectuent des pérégrinations dans la Galaxie en subissant des déviations sous l'action des champs magnétiques galactiques. Leur mouvement à travers la Galaxie ressemble à la diffusion des particules. Depuis l'existence de l'Univers ($\sim 10^{10}$ ans), une petite partie seulement de particules cosmiques a pu diffuser dans ou hors de notre Galaxie. Ne pourraient le faire que les particules de très grande énergie, qui ne sont presque pas déviées par les champs magnétiques galactiques. Or, il n'existe dans notre Galaxie et hors de celle-ci que peu de particules ayant des énergies aussi importantes. Pour les particules cosmiques dont les énergies sont distribuées dans presque tout le spectre énergétique, ces effets ne peuvent jouer

un rôle notable. La majeure partie de la lumière (à l'exception de la lumière émise par le Soleil, les planètes et leurs satellites) qui parvient sur la Terre est émise par les étoiles de notre Galaxie. La lumière provenant de la Métagalaxie n'en constitue qu'une part insignifiante. Il est probable que la même chose vaut pour les rayons cosmiques, et ceux qui parviennent jusqu'à la Terre seraient donc engendrés dans notre Galaxie.

Même si l'hypothèse selon laquelle les rayons cosmiques seraient engendrés lors des explosions des supernovae de notre Galaxie était correcte, il faudrait encore expliquer le mécanisme d'accélération des particules chargées jusqu'aux formidables énergies caractérisant les rayons cosmiques. Or, cette question n'est pas encore élucidée. Selon l'hypothèse émise par Fermi, l'explosion en supernova donnerait naissance à des nuages étendus de plasma aimanté ; le plasma constituant les nuages exécuterait un mouvement tourbillonnaire compliqué, et les nuages eux-mêmes seraient animés de vitesses énormes. Les particules chargées pourraient entrer en collision avec ces nuages et en être réfléchies. Si la particule se déplace à l'encontre d'un nuage de plasma, son énergie s'accroît par réflexion, et si elle se déplace dans le même sens que le nuage, son énergie diminue. Dans le cas d'un mouvement désordonné des nuages, ce sont les collisions frontales qui prédominent, de sorte qu'en moyenne l'énergie cinétique des particules va croissant.

12. Jusqu'ici il n'a été question que des rayons cosmiques primaires, principalement d'origine galactique. Examinons brièvement la question des *rayons cosmiques secondaires*. Ces derniers apparaissent dans l'atmosphère terrestre à la suite d'une chaîne longue et ramifiée de transformations provoquées par les rayons cosmiques primaires. La première étape de cette chaîne de transformations est l'interaction d'une particule cosmique avec les noyaux de l'air. A la suite de cette interaction, le noyau cible se désintègre généralement en protons et neutrons. Si la particule incidente était composée, elle éclate aussi en ses constituants. Les protons qui en dérivent se comportent ultérieurement exactement comme les protons primaires.

Il est avantageux de caractériser quantitativement le passage des particules à travers la matière par leur parcours moyen λ dans le milieu avant qu'elles n'interagissent avec les noyaux de ce milieu. On exprime le parcours moyen λ par la quantité de matière en grammes, contenue dans une colonne ayant une base de 1 cm^2 et une hauteur égale à la longueur du chemin parcouru par la particule avant son interaction avec un noyau atomique. Il est commode d'utiliser ces mêmes unités pour exprimer le chemin parcouru par les particules dans la matière. L'affaiblissement de l'intensité I d'un faisceau de particules, après un parcours x dans la matière, est donné par la formule

$$I = I_0 e^{-x/\lambda}. \qquad (103.7)$$

L'épaisseur de l'atmosphère terrestre, exprimée dans ces unités, est ≈ 1000 g/cm². Pour les protons, $\lambda = 70$ g/cm², pour les particules α, $\lambda = 25$ g/cm² et pour des noyaux plus lourds, λ est encore plus petit. Ces données montrent que la probabilité pour qu'une particule parvienne jusqu'à la surface terrestre est très faible. Pour le proton, cette probabilité est égale à $\sim e^{-1000/70} \sim 10^{-7}$, ce qui signifie qu'en moyenne un seul proton sur 10 millions de protons primaires tombera sur la Terre. Ce n'est qu'en haute montagne qu'on arrive à détecter une petite quantité de protons primaires. Pour pouvoir détecter des noyaux primaires plus lourds, il faut envoyer les détecteurs dans les couches supérieures de l'atmosphère ou dans l'espace cosmique.

Lors de sa collision avec un noyau, le proton perd de 30 à 50 % de son énergie initiale. La majeure partie des rayons cosmiques primaires, possédant en moyenne une énergie de ~ 10 GeV, perdent d'abord une partie de leur énergie dans les collisions avec des noyaux, avec formation de nouvelles particules, puis le restant de l'énergie est utilisé pour ioniser les atomes de l'air. Les protons possédant une énergie initiale de plusieurs centaines de GeV peuvent atteindre la surface terrestre. Lorsque l'énergie de la particule primaire se réduit à 100 MeV environ, la probabilité pour qu'elle puisse créer de nouvelles particules devient faible.

La figure 177 illustre de façon schématique le processus de collision d'un proton avec un noyau atomique. Lors d'une collision de noyaux, apparaissent des pions chargés $\pi^{\pm}$ et un pion neutre π^0, ainsi que des paires proton-antiproton et des particules instables — mésons K et hypérons. Dans les processus ultérieurs, ce sont les pions qui prédominent.

Comme les pions chargés se décomposent assez lentement (en moyenne au bout de $2{,}6 \cdot 10^{-8}$ s), certains ont le temps d'entrer en interaction avec d'autres noyaux de l'air et de provoquer des processus nucléaires analogues à ceux qu'induisent les particules primaires. Une autre partie des pions chargés, qui n'ont pas réussi à interagir avec des noyaux, se décomposent en muons ($\mu^{\pm}$) et en neutrinos. Les neutrinos, en raison de leur très faible aptitude aux interactions, s'échappent en traversant non seulement l'atmosphère mais le globe terrestre tout entier. Le muon positif μ^+ se décompose suivant le schéma $\mu^+ \to e^+ + \nu_e + \tilde{\nu}_\mu$, et le muon négatif suivant le schéma $\mu^- \to e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu$. La durée de vie des muons est $\sim 2{,}2 \cdot 10^{-6}$ s. Au cours de ce temps, seule une petite partie des muons arrive à se décomposer, aussi réussissent-ils à traverser l'atmosphère et à être ensuite absorbés dans les profondeurs de la Terre. Dans ce processus, un rôle important revient à l'effet relativiste de ralentissement de la marche d'une horloge en mouvement (cf. t. IV, § 106, 4).

Au niveau de la mer, les muons forment la majeure partie de la « composante pénétrante » des rayons cosmiques.

Etudions maintenant la destinée du pion neutre π^0. Comme sa durée de vie moyenne est très courte ($\sim 1{,}8 \cdot 10^{-16}$ s), il n'arrive à s'éloigner qu'à une distance insignifiante du point où il est né,

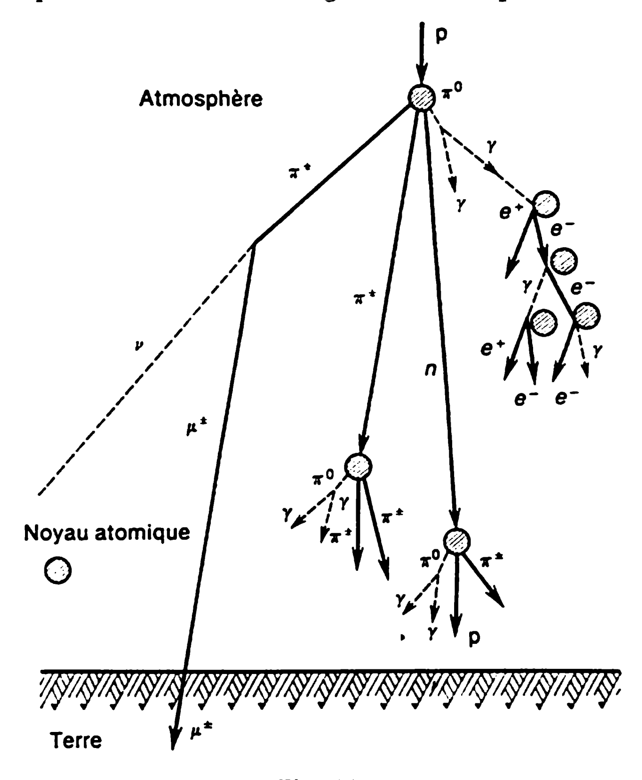


Fig. 177

sans avoir interagi avec des noyaux atomiques de l'air, et il se décompose en deux photons de haute énergie: $\pi^0 \to \gamma + \gamma$. Dans le champ du noyau, ces photons donnent naissance à des paires électron-positon. Le parcours moyen d'un photon γ dans l'air, avant qu'il crée une paire électron-positon, est égal à ≈ 35 g/cm^2. L'électron et le positon qui ont été formés émettent de nouveaux photons lors de leur ralentissement dans la matière (rayonnement de freinage). L'énergie de ces nouveaux photons est suffisante pour donner naissance à de nouvelles paires électron-positon. Finalement, la décomposition d'un pion neutre de haute énergie conduit à la formation, dans l'air atmosphérique, d'une *gerbe électrono-photonique en cascade*. Lorsque l'énergie est réduite jusqu'à 72 MeV par particu-

le, le rayonnement de freinage et la création de paires cessent de dominer la situation ; à partir de ce moment, ce sont les pertes d'énergie par les électrons dues à l'ionisation de l'air, et celles des photons dues à l'effet Compton qui commencent à jouer le rôle principal. Le développement des gerbes d'électrons et de photons est alors arrêté.

A la formation des gerbes électrono-photoniques contribuent aussi les pions neutres qui sont créés lors de la décomposition d'autres particules instables — les mésons K et les hypérons, ainsi que les électrons résultant de la décomposition des muons.

Le fractionnement de l'énergie de la composante d'interaction nucléaire des rayons cosmiques secondaires est plus lent que dans les gerbes électrono-photoniques. En conséquence, elle pénètre plus profondément dans l'atmosphère et entretient la formation continue de la composante électrono-photonique.

Lorsque l'énergie de la particule primaire est égale ou supérieure à 10^{14}-10^{15} GeV, la cascade des transformations s'accompagnant de la formation de gerbes d'électrons et de photons a reçu le nom de *grande gerbe atmosphérique*. La formation de cette gerbe commence à une altitude de 20 à 25 km au-dessus du niveau de la mer, et le nombre total de particules participant à une grande gerbe atmosphérique atteint plusieurs millions. Au niveau de la mer, les particules de la gerbe couvrent une superficie de plusieurs km^2. Du fait du nombre énorme de particules, on arrive à détecter et à étudier les grandes gerbes à l'aide d'un nombre restreint de compteurs répartis sur une grande superficie. Le déclenchement simultané des compteurs témoigne du passage d'une grande gerbe atmosphérique de particules secondaires, dont une faible partie est détectée par les compteurs. On peut poser, en première approximation, que chaque particule chargée (il s'agit principalement d'électrons et de positons) consomme 2 à 3 GeV de l'énergie de la particule primaire. Les estimations du nombre total de particules chargées dans des gerbes permettent d'évaluer assez exactement l'énergie de la particule primaire qui a donné naissance à la gerbe. Il n'existe d'ailleurs aucun autre procédé d'évaluation de l'énergie de ces particules primaires.

CHAPITRE XVI

LES PARTICULES ÉLÉMENTAIRES

§ 104. Qu'appelle-t-on particules élémentaires?

1. Dans un cours de physique générale, on ne peut donner qu'un aperçu du problème des particules élémentaires, aussi bien en ce qui concerne les méthodes expérimentales que les conceptions théoriques. Des cours spéciaux sont consacrés à l'étude de cette branche de la physique. Ici on ne peut donner que quelques informations qualitatives, sans aborder les bases théoriques des sujets traités.

Signalons, dès le début, que la physique des particules élémentaires opère avec des notions ayant des dénominations assez extravagantes: *étrangeté*, *charme*, *beauté*, *saveur*, *couleur*, etc. Tous ces termes n'ont rien de commun avec le sens dans lequel on utilise ces mots dans la vie courante. Ils désignent ici des *nombres quantiques* qu'on a été obligé d'introduire pour caractériser les particules élémentaires.

2. Lorsqu'on a introduit la notion de *particule élémentaire*, on supposait qu'il s'agissait de *particules primaires* et *insécables*, constituants universels de la matière. Jusqu'au début du XXe siècle, on pensait que les atomes étaient les constituants ultimes de la matière (atome: du mot grec *atomos*, qu'on ne peut diviser). Après que fut connue la structure complexe des atomes, on cessa de les considérer comme des particules élémentaires. Il en fut de même après qu'il a été établi que le proton et le neutron sont structurés. On découvrait constamment de nouveaux constituants qui étaient peut-être les constituants ultimes de la matière (*muons*, *pions*, *neutrinos*, etc.). Mais dans la plupart des cas, ils ne l'étaient pas. Aujourd'hui, on ne sait plus quelles particules peuvent prétendre au titre d'élémentaires et s'il existe réellement des particules élémentaires dans le sens initial de ce terme. *Aujourd'hui, tout conventionnellement, on appelle particules élémentaires un groupe de microparticules extrêmement ténues qui ne sont ni des atomes ni des noyaux atomiques* (à l'exclusion du proton, qui est le noyau de l'atome d'hydrogène). Ces particules ont en commun qu'elles sont toutes des formes très particulières de la matière et ne sont pas associées sous forme d'atomes ou de noyaux atomiques.

Font partie du groupe des particules élémentaires: l'*électron*, le *proton*, le *neutron*, le *photon*, les *mésons* π et K, les *muons*, les *leptons lourds* (τ), les *trois types de neutrinos* (*électronique* ν_e, *muonique* ν_μ et *taonique* ν_τ), différentes *résonances*, les *mésons à « charme » caché* (J/ψ, ψ, etc.), les *particules charmées*, la *particule upsilon* (Υ), les *particules « belles »*, les *bosons vectoriels intermédiaires* ($W^\pm$ et Z^0), toutes les *antiparticules*, au total plus de 400 particules, pour la plupart instables.

3. La source naturelle des particules de haute énergie sont les rayons cosmiques. Il n'est donc pas étonnant que jusqu'au début des années cinquante la physique des particules élémentaires était intimement liée aux recherches sur les rayons cosmiques. Aujourd'hui, la principale source des particules chargées de haute énergie sont les accélérateurs. Associés à des détecteurs, ils permettent d'entreprendre des recherches dans des meilleures conditions contrôlées. La physique des particules élémentaires se confond avec la *physique des hautes énergies*. En effet, pour assurer les interactions mutuelles des particules de haute énergie, il faut qu'elles se rapprochent à très petite distance. Or, dans le domaine ultrarelativiste, l'énergie totale d'une particule est liée à son impulsion par la relation $\mathcal{E} = pc$, de sorte que la relation d'incertitude $\Delta x \cdot \Delta p \approx \hbar$ prend la forme

$$\Delta\mathcal{E} \cdot \Delta x \geqslant \hbar c/2, \tag{104.1}$$

ou encore

$$\Delta\mathcal{E} \geqslant 10^{-14}/\Delta x, \tag{104.2}$$

si l'on exprime l'énergie en GeV et la distance Δx en centimètres. Cette formule montre que pour que les particules se rapprochent à une distance de $\sim 10^{-16}$ cm, il faut qu'elles disposent d'une énergie de $\geqslant 100$ GeV. C'est précisément une énergie de cet ordre qu'il a fallu mettre en jeu pour observer les bosons intermédiaires $W^\pm$ et Z^0.

4. La propriété la plus marquante des particules élémentaires est leur *aptitude à naître et à se transformer les unes dans les autres* lorsque d'autres particules entrent en collision mutuelle avec conservation de l'énergie (relativiste) totale, i.e. lorsque l'énergie totale de l'ensemble des particules avant collision est égale à l'énergie totale de l'ensemble des particules après collision. Par exemple, la collision d'un proton incident avec un proton-cible fixe peut donner lieu à la réaction

$$p + p \rightarrow p + p + \pi^0,$$

qui donne naissance à un pion. Dans quelles conditions peut se produire cette réaction? Comme la masse du pion est égale à 135 MeV, l'énergie cinétique du proton incident doit être au moins égale à 135 MeV. En fait, elle doit être au moins égale à ~ 290 MeV, car pour

assurer la conservation de l'impulsion une partie de l'énergie doit être emportée par le système animé d'un mouvement de translation sans être impliquée dans la réaction (cf. problème 3 du § 108).

Une autre particularité des particules élémentaires réside en ce que la plupart de ces particules sont *instables*, en ce sens qu'elles se désintègrent spontanément. Le temps de vie τ de ces particules à l'état libre varie de 10^{-24} s jusqu'à l'infini (par exemple, il a été expérimentalement établi que le temps de vie du proton est $\tau > > 10^{31}$ ans).

La désintégration des particules élémentaires et leurs transformations mutuelles rendent ambiguë la question: « De quoi sont faites les particules? » Par exemple, la désintégration du neutron ($n \to p + e^- + \bar{\nu}_e$) conduit à la formation de trois particules: l'électron, le proton et l'antineutrino. Mais cela ne signifie nullement que le neutron se compose de ces particules. L'expérience permet de constater la *création* de ces particules lors de la désintégration des neutrons. Est-ce que la désintégration d'autres particules ne conduirait-elle pas finalement au même résultat? Il n'y a pas de réponse concrète à cette question. On peut considérer qu'une particule est composée de plusieurs autres particules si l'énergie de liaison de chacune de ces particules est beaucoup plus petite que l'énergie au repos de la particule composée. C'est dans ce sens qu'il faut entendre l'assertion que les noyaux atomiques se composent de neutrons et de protons.

5. On a déjà indiqué au § 63, 9 que tous les processus et phénomènes naturels résultent, en fin de compte, de quatre types d'interactions: *forte*, *électromagnétique*, *faible* et *gravitationnelle*. La comparaison des intensités de ces interactions n'a de sens que si l'on précise les conditions dans lesquelles on procède à leur comparaison. Au § 63, on a comparé les intensités des interactions en exigeant que les énergies cinétiques moyennes des particules entrant en collision soient égales à ~ 1 GeV.

L'interaction forte détermine des processus dont l'intensité est grande devant celle de tout autre processus. L'interaction forte assure la liaison la plus forte entre les particules élémentaires, par exemple la liaison entre les nucléons des noyaux atomiques est assurée par l'interaction forte. C'est l'existence de cette interaction qui détermine l'exceptionnelle solidité des noyaux atomiques et qui assure la stabilité de la matière dans les conditions terrestres.

L'interaction électromagnétique se réduit à l'interaction des charges électriques (et des moments magnétiques) des particules avec le champ électromagnétique. Les processus impliquant l'interaction électromagnétique sont caractérisés par des intensités beaucoup plus faibles que celles des processus déterminés par l'interaction forte. C'est l'interaction électromagnétique qui assure la liaison des électrons dans les atomes, celle des ions dans les cris-

taux et des atomes dans les molécules. L'interaction électromagnétique, ainsi que l'interaction gravitationnelle, joue un rôle prépondérant dans le monde macroscopique qui nous entoure. En effet, la portée de l'interaction forte est de l'ordre de 10^{-13} cm, et cette interaction disparaît à grande distance. L'interaction électromagnétique (ainsi que la gravitation) a une portée pratiquement infinie.

L'interaction faible détermine des processus dans les particules élémentaires qui évoluent très lentement. A titre d'illustration, citons l'interaction extrêmement faible des neutrinos avec la matière (cf. § 74). (Rappelons que les neutrinos ne participent qu'aux interactions faibles.) L'interaction faible se manifeste aussi en ce que la désintégration des particules quasi stables est relativement lente. Le temps de vie de la plupart de ces particules est compris entre 10^{-8} et 10^{-10} s, tandis que le temps de vie des particules à interaction forte est de 10^{-23} à 10^{-24} s.

L'interaction gravitationnelle prédomine lorsqu'il s'agit de grandes masses macroscopiques (planètes, étoiles). Dans le microcosme, en raison de la petitesse des masses des particules élémentaires, cette interaction est négligeable même à la distance caractéristique de $\sim 10^{-13}$ cm. En physique des particules élémentaires, on ne tient aucun compte de l'interaction gravitationnelle. Cette interaction peut devenir importante à une distance de $\sim 10^{-33}$ cm.

§ 105. Classification des particules élémentaires

1. Toutes les particules (y compris les particules non élémentaires et les quasi-particules) appartiennent au groupe des *bosons* ou à celui des *fermions*. On appelle bosons les particules ou quasi-particules ayant un spin nul ou entier. Les bosons sont régis par la statistique de Bose-Einstein et c'est de là que vient leur dénomination. Font partie du groupe des bosons : le *graviton*, qui est une particule hypothétique (spin 2), le *photon* (spin 1), les *bosons intermédiaires* (spin 1), les *gluons* (spin 1), les *mésons* et les *résonances mésoniques*, ainsi que les *antiparticules* de toutes les particules citées. Les particules et quasi-particules de spin 1/2 sont appelées *fermions*. Les fermions satisfont au principe de Pauli et à la statistique de Fermi-Dirac. Sont des fermions les particules suivantes : les *leptons*, tous les *baryons* et les *résonances baryoniques*, les *quarks* (spin 1/2), ainsi que les *antiparticules* correspondantes.

2. D'après le temps de vie τ, on distingue les particules *stables*, *quasi stables* et les *particules de résonance*, qu'on appelle *résonances* tout court. On appelle résonances les particules qui se décomposent par la voie de l'interaction forte avec un temps de vie de $\sim 10^{-23}$ s. Les particules instables, dont le temps de vie est supérieur à $\sim 10^{-20}$ s, sont classées dans le sous-groupe de particules quasi stationnaires.

Le laps de temps de 10^{-20} s, qui est absolument insignifiant à l'échelle usuelle, doit être considéré comme long à l'échelle du temps nucléaire. Ce dernier est le temps que met la lumière pour parcourir le diamètre du noyau ($\sim 10^{-13}$ cm). En l'espace de 10^{-20} s, la lumière parcourt un espace égal à 10^3-10^4 diamètres nucléoniques. Au cours de cet intervalle de temps, de nombreux processus intranucléoniques peuvent avoir lieu. C'est pour cela que les particules que nous avons appelées quasi stables sont désignées, dans les répertoires, comme des particules stables. Signalons que ne sont absolument stables que les particules suivantes: le photon γ, l'électron e^-, le proton p, les neutrinos électronique ν_e, muonique ν_μ et taonique ν_τ, ainsi que les antiparticules correspondantes. On n'a jamais constaté la désintégration de ces particules.

Les désintégrations des particules peuvent s'effectuer par les voies des interactions forte, électromagnétique et faible. Les désintégrations par la voie de l'interaction forte sont les plus rapides, par exemple les résonances. La désintégration des particules quasi stables s'effectue par la voie de l'interaction faible ou électromagnétique. Si l'on pouvait éliminer, en pensée, ces interactions en ne laissant que l'interaction forte, ces particules seraient absolument stables. Les résonances les plus stables sont les particules J/ψ et Υ pour lesquelles $\tau \sim 10^{-20}$ s. Ces particules sont classées parmi les résonances parce qu'elles disposent de voies de désintégrations faisant intervenir l'interaction forte, mais ces voies sont cependant fermées, en vertu des lois de la conservation du *charme* et de la *beauté* s'appliquant à l'interaction forte.

En raison de la brièveté de leur vie τ, les résonances ne possèdent aucune masse déterminée, comme le montre la relation d'incertitude $\Delta\mathcal{E}\cdot\tau \approx \hbar$. Les résonances sont décrites par un spectre de masse continu, et c'est la position du maximum de ce spectre qu'on appelle masse d'une résonance. La largeur Γ du spectre est donnée par la relation connue $\Gamma = \hbar/\tau$. Lorsque le temps de vie est très court, la largeur Γ devient comparable à la masse de la résonance. C'est généralement la largeur Γ (et non pas le temps τ) qu'on indique dans les tables pour caractériser l'instabilité des résonances. Lorsque $\tau \sim 10^{-23}$ s, on trouve $\Gamma \sim 100$ MeV. On appellera résonances les particules ayant une grande largeur $\Gamma \sim 100$ MeV du spectre de masse.

3. Toutes les particules, sans aucune exception, éprouvent l'interaction gravitationnelle. Un groupe particulier de particules comporte les *photons*, qui sont les *agents de l'interaction électromagnétique*, et les *bosons* $W^\pm$ et Z^0, qui sont les *agents de l'interaction faible*. Ces quatre particules constituent le groupe des *quanta d'interaction*. Toutes les autres particules sont divisées en *leptons* et *hadrons*.

On appelle leptons les particules de spin 1/2 et ne participant pas aux interactions fortes. Aujourd'hui, on connaît six leptons chargés:

l'*électron* e^-, le *positon* e^+, les *muons* $\mu^\pm$, les *leptons lourds* $\tau^\pm$ (*taons*) et six leptons neutres: le *neutrino* et l'*antineutrino électronique* ν_e et $\bar{\nu}_e$, le *neutrino* et l'*antineutrino muonique* ν_μ et $\bar{\nu}_\mu$, le *neutrino* et l'*antineutrino taonique* ν_τ et $\bar{\nu}_\tau$. Les leptons neutres (les neutrinos) ne participent pas aux interactions électromagnétiques.

Dans l'état actuel de nos connaissances on considère les leptons comme des *particules réellement élémentaires* car à la différence des hadrons, on ne leur a pas trouvé de structure interne. De ce point de vue, les leptons peuvent être considérés comme des *particules ponctuelles*.

Les muons ont été découverts, en 1938, par Anderson et Neddermeyer dans les rayons cosmiques. Ce n'est qu'avec début des années soixante qu'on a découvert que les muons possèdent leurs neutrinos propres — les neutrinos muoniques. Le lepton τ a été découvert en 1975, à l'Université de Stanford (U.S.A.) par Perl (né en 1927) au cours d'expériences avec des faisceaux d'électrons et de positons envoyés à l'encontre l'un de l'autre. Ce lepton est créé lors de l'annihilation de l'électron et du positon ($e^+ + e^- \rightarrow \tau^+ + \tau^-$). La masse du muon $m_\mu = 105{,}7$ MeV, son temps de vie $\tau = 2{,}2 \cdot 10^{-6}$ s; la masse du taon $m_\tau \sim 1{,}8$ GeV et son temps de vie $\tau_\tau \sim 5 \cdot 10^{-13}$ s.

Nous ne disposons que de données fort incomplètes sur les neutrinos (cf. § 74, 11), surtout sur les neutrinos μ et τ. On ne sait même pas si la masse du neutrino électronique est nulle ou très petite.

4. On appelle hadrons les particules élémentaires qui participent à l'interaction forte. Généralement, les hadrons participent aussi aux interactions électromagnétique et faible. Ces particules, qui sont principalement des résonances, constituent le groupe le plus nombreux de particules élémentaires puisque leur nombre s'élève à 400 environ. On distingue les *hadrons stables* et *quasi stables* et les *résonances*. A leur tour, les hadrons stables se subdivisent en *mésons* et en *baryons*. Les raisons profondes de cette subdivision seront éclairées au § 110 (modèle des quarks). Le groupe des résonances comporte les résonances mésoniques et les résonances baryoniques.

On appelle mésons des hadrons instables chargés ou neutres possédant un spin nul ou entier; ce sont donc des bosons. Citons les mésons π^0 et $\pi^\pm$ et les mésons $K^\pm$. Ces mésons ont été découverts avant les autres. Leur masse est intermédiaire entre la masse de l'électron et celle du proton (du gr. *mêsos*, médian). Par la suite, on découvrit les mésons $D^\pm$, D^0, $F^\pm$, qui ont des masses plus grandes que celle du proton. On a découvert aussi de nombreuses résonances mésoniques, i.e. des mésons ayant un temps de vie de $\sim 10^{-23}$ s. La masse de certains est supérieure à celle du proton. Les muons $\mu^\pm$ ont été initialement appelés mésons μ, mais ce ne sont pas des mésons, car ils possèdent un spin 1/2 et ne participent pas aux interactions fortes.

Les baryons et les résonances baryoniques sont des hadrons à spin demi-entier et ayant des masses au moins égales à la masse du proton. On trouve dans ce groupe les *nucléons* (*protons* et *neutrons*), les *hypérons*, etc. Le proton et le neutron sont les baryons les plus légers. Le proton est le seul baryon stable, tous les autres baryons et toutes les résonances baryoniques sont instables, et à la suite d'une série de transformations, donnent des nucléons et des particules légères: *mésons* π, *électrons*, *neutrinos*, *photons* γ. (A l'état libre, le neutron est une particule instable ayant une vie de $\sim$16 mn, mais il est stable à l'état lié dans le noyau.)

Les *hypérons* sont des baryons instables ayant des masses supérieures à celles des nucléons et des temps de vie qui sont grands devant le temps nucléaire ($\sim 10^{-23}$ s). Les premiers hypérons (Λ) ont été découverts dans les rayons cosmiques. On ne réussit à les étudier qu'après qu'on commença à les obtenir dans les accélérateurs de particules chargées de haute énergie, au cours des collisions des nucléons rapides, ou des mésons π et K, avec les nucléons des noyaux atomiques. On distingue plusieurs types d'hypérons: *lambda* (Λ^0), *sigma* (Σ^-, Σ^0, Σ^+), *ksi* (Ξ^-, Ξ^0), *oméga* (Ω^-), Λ_c. A l'exclusion de l'hypéron Ω^-, qui possède un spin 3/2, tous les hypérons ont un spin 1/2. Par conséquent, les hypérons sont des fermions comme tous les autres baryons. Le temps de vie des hypérons $\tau \sim 10^{-10}$ s (pour les hypérons Σ^0 et Λ_c, $\tau \sim 10^{-19}$ s et 10^{-13} s), après quoi ils se désintègrent en nucléons et en particules légères (mésons π, électrons, neutrinos, photons γ).

Au cours des années 70, on a produit dans les grands accélérateurs des faisceaux d'hypérons neutres et chargés de grande énergie (20 à 100 GeV). On a pu vérifier alors la formule relativiste du ralentissement du temps dans de meilleures conditions qu'auparavant (cf. t. IV, § 106, 4, 5). Si le ralentissement relativiste du temps n'existait pas, les hypérons devraient parcourir, depuis leur création jusqu'à leur désintégration, un chemin de l'ordre de $c\tau \sim 3$ cm. Or le chemin mesuré atteignait plusieurs mètres.

Dans les paragraphes suivants, on précisera la classification des particules élémentaires selon les besoins. Le modèle des quarks permettra de mieux voir les différences entre les leptons, les mésons et les baryons (cf. § 110).

§ 106. Les antiparticules

1. Dans le microcosme, à chaque *particule* correspond une *antiparticule*. Dans certains cas, la particule se confond avec son antiparticule, autrement dit leurs propriétés sont identiques. On dit alors que ces particules élémentaires sont *réellement neutres*. C'est le cas du *photon*, du *méson* π^0, du *méson* η^0, du *méson* J/ψ, de la *particule upsilon* Υ. Lorsque la particule et son antiparticule

sont différentes, leurs masses, leurs spins, leurs isospins et leurs temps de vie sont identiques, tandis que les autres caractéristiques (charge électrique, moment magnétique, charges leptoniques et baryoniques, étrangeté, charme, beauté) sont égales en valeur absolue mais de signes contraires. (Les termes que nous venons d'utiliser seront définis dans les paragraphes suivants.) Ainsi, l'électron et le proton se distinguent du positon (antiélectron) et de l'antiproton surtout par le signe de la charge électrique. Le neutron se distingue de l'antineutron par le signe du moment magnétique. Les charges leptoniques des leptons et des antileptons, ainsi que les charges baryoniques des baryons et des antibaryons, sont de signes contraires.

Les concepts de particule et d'antiparticule sont relatifs. Laquelle désigner sous le nom de particule et laquelle sous le nom d'antiparticule est une affaire de convention. On dit que l'électron est une particule et le positon est une antiparticule, pour la seule raison que les électrons prédominent largement dans notre Univers, tandis que les positons y sont rares. Mais rien n'empêche d'appeler particule le positon et antiparticule, l'électron.

2. L'existence de la première antiparticule — le *positon*, a été théoriquement prévue par Dirac en 1931, puis en 1932 Anderson la découvrit dans le rayonnement cosmique. Dirac avait fondé sa prévision sur l'analyse d'une équation d'onde relativiste, qu'il avait établie, et sur le principe de Pauli. Comme la théorie de Dirac sort du cadre de ce cours, il suffira de signaler qu'elle ne saurait suffire pour démêler la question des particules et des antiparticules. En effet, cette théorie fut établie pour l'électron, et comme il possède un spin 1/2, la théorie concerne les fermions. Or les bosons possèdent leurs antiparticules. La preuve de l'existence des antiparticules constitue un résultat plus fondamental qu'on ne l'a cru d'abord. La théorie quantique moderne peut résoudre ce problème, mais nous ne pouvons pas l'exposer ici.

Anderson découvrit le positon en étudiant les clichés des traces que laissent les rayons cosmiques dans une chambre de Wilson. La trace laissée par le positon était parfaitement semblable à celle de l'électron, mais en présence d'un champ magnétique les trajectoires de ces deux particules s'incurvaient en sens opposés. Cela témoignait que la particule inconnue portait une charge positive. Pour préciser le sens du parcours de la particule, il fallait augmenter la courbure de la trajectoire. A cette fin, Anderson disposa un écran de plomb que devait traverser le positon et subir ainsi un ralentissement. Après ralentissement, la diminution du rayon de courbure de sa trajectoire devenait plus importante, ce qui permettait de calculer plus exactement l'énergie de la particule. Si la particule était un proton, le parcours correspondant à l'énergie calculée devait être 10 fois plus petit que celui qu'on observait. Cela impliquait que la

masse de la particule positive, qui venait d'être découverte, était inférieure à la masse du proton.

En 1933, peu de temps après la découverte d'Anderson, Blackett (1897-1974) et Occhialini (né en 1907) découvrirent dans les rayons cosmiques les *gerbes d'électrons et de positons*, à l'aide d'une chambre de Wilson commandée par des compteurs. La chambre, qui était disposée entre deux compteurs, ne se déclenchait que lorsque les deux compteurs étaient simultanément traversés par la particule chargée ionisante. A cet instant elle était photographiée. En mesurant le rayon de courbure des traces, les chercheurs confirmèrent l'existence du positon.

3. Dans le vide, en l'absence de matière, *le positon est aussi stable que l'électron*. Mais lorsqu'un positon rencontre un électron, on observe le processus d'annihilation, c'est-à-dire qu'à leur place apparaissent deux, trois ou plusieurs quanta de rayonnement. Il ne peut y avoir émission d'un seul photon γ, car cela violerait la loi de la conservation de l'impulsion. Cette conclusion devient évidente si l'on examine ce processus dans le système du centre de masse et si l'on remarque que le nombre de photons γ créés ne dépend pas du système de référence. On en conclut que quel que soit le système de référence, un seul photon γ ne peut être émis.

Inversement, un photon γ peut donner naissance à une *paire* e^+e^-, à condition que l'énergie du photon γ soit au moins égale à l'énergie propre $2m_ec^2$ de la paire. Le processus dit de « matérialisation du photon » ne peut se produire qu'en présence d'un *troisième corps*, un noyau atomique par exemple, afin d'assurer la conservation de l'impulsion. En effet, dans le système du centre de masse de la paire qui vient d'être créée, l'impulsion de celle-ci serait nulle, quoique l'impulsion du photon γ était différente de zéro. En présence d'un noyau atomique, l'impulsion du photon γ est transférée à ce noyau. Dans un référentiel arbitraire, l'impulsion du photon qui se matérialise se répartit entre trois particules: le noyau atomique, l'électron et le positon. Dans ces conditions, la conservation de l'impulsion est assurée.

Les positons peuvent apparaître aussi dans la radioactivité positonique et dans d'autres processus de transformations mutuelles des particules nucléaires et élémentaires. Les principales sources de positons sont la création de paires e^+e^- à partir de gammas de haute énergie ainsi que la radioactivité positonique.

Lors de la collision de positons lents avec des atomes de matière, les positons peuvent capter des électrons atomiques. Il se forme ainsi un système lié constitué par un positon et un électron; ce système lié est appelé *positonium*. On distingue l'*orthopositonium* (les spins de e^+ et e^- sont parallèles) et le *parapositonium* (les spins sont antiparallèles). Le positonium est une particule instable puisqu'il se désintègre en deux ou plusieurs photons d'annihilation.

Le parapositonium se désintègre en deux photons avec une période de $1,25 \cdot 10^{-10}$ s et l'orthopositonium, en trois photons avec une période de $1,4 \cdot 10^{-7}$ s. Le positonium est le système le plus simple de particules liées par des forces purement électromagnétiques (sans l'intervention de l'interaction forte). C'est pour cela que l'étude du positonium contribue à la vérification des propositions de l'électrodynamique quantique.

4. En 1955, des physiciens américains travaillant sur l'accélérateur de Berkeley (énergie maximale de 6,3 GeV) découvrirent l'*antiproton*. Selon la loi de la conservation de la charge baryonique (cf. § 108), l'antiproton ne peut être créé qu'en paire avec un proton (ou avec un neutron si la conservation de la charge électrique est assurée). Les antiprotons apparaissaient dans les collisions des protons accélérés avec des protons (la cible était le noyau de cuivre). L'énergie seuil (dans le système de laboratoire où la cible est au repos) est égale à 5,6 GeV (cf. § 107, 4). Un système de déviation magnétique permettait de faire le tri des particules chargées négativement, dont la majorité étaient des mésons π^-. La principale difficulté résidait justement à déceler les antiprotons parmi la masse de mésons π^- (avec une énergie de 6,2 GeV, pour 62 000 mésons π^- il n'y a qu'un seul antiproton). On déterminait les masses des particules par mesure de leurs impulsions (en déterminant la déviation dans un champ magnétique) et de leurs vitesses. On mesurait la vitesse par deux méthodes indépendantes — par mesure du temps de parcours de la distance séparant deux compteurs luminescents et des compteurs de Cerenkov. Ces derniers étaient ajustés pour n'enregistrer que les particules ayant des vitesses égales à la vitesse des antiprotons, sans réagir à la présence des mésons π^- qui possédaient des vitesses plus grandes. Les accélérateurs modernes permettent d'obtenir des faisceaux contenant 10^6 antiprotons.

Un an après que fut découvert l'antiproton, on découvrit l'*antineutron*. Les antineutrons étaient obtenus dans la réaction

$$\bar{p} + p \rightarrow n + \bar{n}. \qquad (106.1)$$

La création de l'antineutron était décelée par son annihilation par les nucléons. Comme l'antineutron est neutre, il n'ionise pas la matière qu'il traverse et ne se laisse pas détecter. Mais lors de son annihilation, apparaissent plusieurs particules chargées dont les traces partent d'un même point.

5. Puisque le positon et l'antiproton sont aussi stables que les particules correspondantes, la physique admet l'existence de l'*antimatière*. Les noyaux des atomes de l'antimatière sont constitués d'antiprotons et d'antineutrons et leurs cortèges sont formés de positons. Le premier *antinoyau* — l'*antideutéron* $\bar{d}$, a été obtenu en 1965, dans un accélérateur, par Lederman (né en 1922) et son équipe.

En 1969, dans l'accélérateur de Serpoukhov (76 GeV), Y. Prokochkine (né en 1929) et son équipe de chercheurs ont décelé la présence d'un noyau d'antihélium $^3\overline{He}$ constitué de deux antiprotons et d'un antineutron. En 1974, on a obtenu, toujours à Serpoukhov, le noyau d'*antitritium* $^3\bar{H}$, constitué d'un antiproton et de deux antineutrons. Les astronomes n'ont pas trouvé d'antimatière dans la partie explorée de l'Univers. Si la dissymétrie matière-antimatière existe bien, la cause doit être recherchée dans l'origine et l'évolution de l'Univers.

Non seulement l'électron et le positon, mais toutes les particules et antiparticules jouissent de la propriété de s'annihiler lorsqu'elles sont en contact. L'annihilation des particules et antiparticules lourdes donne naissance, à côté des gammas, à d'autres particules légères. La raison de cet état de choses réside en ce que l'annihilation de l'électron et du positon résulte de l'*interaction électromagnétique*, tandis que l'annihilation des particules et antiparticules lourdes fait intervenir l'*interaction forte*. C'est ainsi que l'annihilation du proton et de l'antiproton s'accompagne surtout de la création de mésons π, la part des gammas émis étant infime. La probabilité d'annihilation avec émission de plusieurs mésons π est supérieure à celle du processus donnant deux mésons π. Le nombre moyen de tous les mésons π (chargés et neutres), qui apparaissent lors de l'annihilation d'un proton et d'un antiproton, est égal à $\sim 4{,}8$ tandis que le nombre des mésons chargés est $\sim 3{,}1$.

§ 107. Lois de la conservation de l'énergie et de l'impulsion et leurs applications

1. En physique des particules élémentaires, les lois de conservation jouent un rôle plus important qu'en physique macroscopique. On connaît mieux les lois exactes de la dynamique qui régissent le comportement des corps macroscopiques que les lois de conservation, quoique en physique macroscopique ces dernières permettent souvent de trouver la solution sans qu'il soit nécessaire d'élucider le mécanisme du phénomène. Comme les lois de conservation se déduisent des lois de la dynamique, on peut, en principe, s'en passer en physique macroscopique.

La situation est bien différente en physique des particules élémentaires. On n'y trouve pas de théorie vraiment utilisable, tandis que les lois de conservation sont toujours vérifiées. Certaines de ces lois sont les mêmes qu'en physique macroscopique, mais la majorité sont nouvelles. D'autre part, dans le microcosme, les lois de conservation sont respectées beaucoup plus strictement qu'en physique de macrocosme, où un phénomène satisfaisant à toutes les lois de conservation peut fort bien ne pas se produire. C'est le cas, par exemple, où l'on place sur le trajet d'une bille roulant sur un plan horizontal

une barrière assez haute; selon les lois classiques, la bille ne peut pas la franchir, quoique cela mette en défaut les lois de la conservation de l'énergie et d'autres lois de conservation. Dans le microcosme, les interdictions de passage dues aux barrières n'existent pas, puisque le microcosme est régi par des lois quantiques (cf. § 28). *Dans le microcosme, tous les phénomènes vérifiant toutes les lois de conservation doivent obligatoirement avoir lieu.* La probabilité du phénomène peut être très faible, mais tôt ou tard il aura lieu, à condition que les lois de conservation soient respectées.

2. On peut affirmer aujourd'hui que chaque loi de conservation est liée à un certain type de *symétrie des lois naturelles*, quoiqu'on ne connaisse pas encore la symétrie de toutes les lois. A la base des lois de la conservation de l'énergie $\mathscr{E}$, de l'impulsion $\boldsymbol{P}$ et du moment cinétique $\boldsymbol{M}$, on trouve respectivement l'*homogénéité du temps*, l'*homogénéité* et l'*isotropie de l'espace*. Nous avons déjà fait allusion, dans le tome I, à ce que l'espace et le temps n'impliquent pas l'idée de l'existence des grandeurs physiques. Postulant que le lecteur du présent tome s'est déjà initié à la mécanique rationnelle, on peut ajouter qu'en mécanique classique les propriétés citées de l'espace et du temps s'expriment par l'*invariance de la fonction de Lagrange* (ou par celle de la fonction d'*Hamilton*) par rapport aux changements de l'origine du temps, de l'origine des coordonnées et aux rotations des axes de coordonnées. En mécanique quantique, la situation est la même, mais nous n'insisterons pas sur ce point.

Les lois de conservation exactes, devant être vérifiées dans toutes les interactions, sont les suivantes: *conservation de l'énergie, de l'impulsion, du moment cinétique, de la charge électrique, de la charge baryonique* et *des trois charges leptoniques.* Les *lois de la conservation de l'étrangeté, du charme, de la beauté* et *du spin isotopique*, ainsi que certaines autres, sont des lois approchées et ne sont pas nécessairement vérifiées dans toutes les interactions.

3. Nous allons examiner les principales lois de conservation, celles de l'énergie et de l'impulsion et certaines de leurs applications.

En physique des particules élémentaires, l'énergie ne se présente que sous la *forme d'énergie cinétique* et *d'énergie potentielle.* L'énergie totale $\mathscr{E}$ est égale à la somme de ces énergies et elle est liée à la masse relativiste du système par la relation $\mathscr{E} = m_{\text{rel}}c^2$. En physique des particules élémentaires, on utilise le système d'unités où la vitesse c de la lumière est prise pour l'unité (la constante $\hbar$ est également prise égale à l'unité). L'énergie totale d'une particule $\mathscr{E} = m_{\text{rel}}c^2 = m_{\text{rel}}$ et le carré du quadrivecteur énergie-impulsion s'écrit sous la forme

$$\mathscr{E}^2 - P^2 = m^2, \tag{107.1}$$

m étant la *masse au repos* de la particule, que l'on appelle aussi *masse invariante* (on n'utilise plus la notation m_0, la masse totale

est notée m_{rel}). Il s'ensuit que dans ce système d'unités l'énergie, l'impulsion et la masse possèdent la *même dimension*. On les évalue en GeV.

4. A l'aide des lois de la conservation de l'énergie et de l'impulsion, on peut déterminer le *seuil énergétique* de n'importe quelle réaction entre particules. Calculons, par exemple, le seuil de la création de l'antiproton dans la réaction de collision de deux protons:

$$\mathrm{p} + \mathrm{p} \rightarrow \mathrm{p} + \mathrm{p} + \mathrm{p} + \bar{\mathrm{p}}. \quad (107.2)$$

L'un des protons (cible) est fixe, l'autre est le proton incident. Calculer l'énergie minimale que doit posséder ce dernier pour que cette réaction soit possible. Cet énoncé implique que la réaction soit rapportée au référentiel du laboratoire.

Passons pour un instant dans le système du centre de masse. Dans ce référentiel, avant d'entrer en collision les protons se déplacent à la rencontre l'un de l'autre et leur impulsion totale est donc égale à zéro. Il est clair que l'énergie minimale requise correspond à la situation où, après la réaction, les quatre particules seront au repos. Revenons au système du laboratoire. Dans ce référentiel, ces quatre particules seront animées de la même vitesse et posséderont donc toutes la même impulsion (les masses de la particule et de l'antiparticule étant égales). Soit $\mathcal{E}$ l'énergie cinétique du proton incident; avant la collision, l'énergie totale du système est donc égale à $\mathcal{E} + 2m_p$. L'impulsion P du proton incident est égale à l'impulsion du système tout entier avant la collision et, partant, à son impulsion après la collision. Or, après la collision, le système comporte quatre particules, dont la masse invariante totale est égale à $4m_p$. D'après la formule (107.1) on a donc

$$(\mathcal{E} + 2m_p)^2 - P^2 = \mathrm{Inv} = (4m_p)^2.$$

En vertu de cette même formule, on écrira pour le proton incident

$$(\mathcal{E} + m_p)^2 - P^2 = \mathrm{Inv} = m_p^2,$$

d'où $P^2 = \mathcal{E}^2 + 2\mathcal{E}m_p$. En éliminant P et en divisant par m_p on trouve

$$\mathcal{E} = 6m_p = 5{,}63 \text{ GeV}. \quad (107.3)$$

5. Supposons que les particules réagissantes sont animées d'une même vitesse. En vertu des lois de la conservation de l'énergie et de l'impulsion, la somme des masses des particules formées dans la réaction (produits de la réaction) ne peut être supérieure à la somme des masses des particules réagissantes. On notera qu'il s'agit des *masses invariantes* (masses au repos). Supposons, par exemple, que les particules a_1 et a_2 participent à la réaction $a_1 + a_2 \rightarrow b_1 + b_2 + \ldots$ Comme les vitesses des particules a_1 et a_2 sont égales, on peut rapporter la réaction au système du centre de masse dans

lequel l'impulsion totale du système est égale à zéro et l'énergie totale est égale à la somme des masses $m_{a_1} + m_{a_2}$. A l'état final, l'impulsion totale du système sera encore égale à zéro, mais les vitesses des différentes particules pourront avoir des directions différentes. L'énergie totale du système reste constante, mais elle pourra être exprimée en termes des masses des particules nouvellement formées. Mais il ne s'agira plus des masses au repos (masses invariantes) mais des *masses relativistes* qui sont plus grandes. On peut donc écrire pour les masses au repos de toutes les particules

$$m_{a_1} + m_{a_2} \geqslant m_{b_1} + m_{b_2} + \ldots \qquad (107.4)$$

Ce résultat s'applique aussi au cas où une particule se décompose en plusieurs autres particules.

6. Les lois de la conservation de l'énergie et de l'impulsion permettent de déterminer la masse m et la durée de vie τ des particules neutres telles que Λ^0 et K^0.

Lorsqu'une particule neutre passe à travers les atomes d'un milieu, elle ne les dépouille pas de leurs cortèges électroniques et ne laisse donc aucune trace de son passage dans les détecteurs (émulsion photosensible, chambre à bulles, chambre de Wilson, etc.). Très rarement, la particule neutre entre en collision avec un noyau atomique et provoque l'éclatement de celui-ci. Si l'éclatement du noyau s'accompagne de l'apparition de particules chargées, ces dernières volent en tous sens depuis le lieu de la collision et laissent derrière soi des traces formant ce qu'on appelle une « étoile ».

D'après la trace laissée par une particule chargée, on peut juger de son énergie et de son impulsion. Plus la trace est longue (laissée par exemple dans une émulsion photosensible), plus l'énergie de la particule est grande. Plus l'épaisseur en un point de la trace est grande, ce qui correspond à une plus grande densité de grains impressionnés par la particule, moins sa vitesse en ce point est grande. On peut déterminer l'impulsion de la particule en mesurant la courbure de sa trace dans un champ magnétique : $P = ReH$. La direction de l'impulsion P est celle de la trace.

Revenons à la détermination des paramètres du méson K^0 et de l'hypéron Λ^0. A la fin des années quarante, on a remarqué sur les clichés des traces laissées par les rayons cosmiques dans les chambres de Wilson l'existence de traces de paires de particules chargées issues d'un point qu'on appelle des *bifurcations*. Bien souvent, l'origine des bifurcations se trouvait près des étoiles. Il a été suggéré que lors de la formation de l'étoile apparaissaient, à côté des particules chargées, des particules neutres ne laissant aucune trace derrière soi. Les études ultérieures ont montré que les branches des bifurcations étaient dans certains cas les traces des mésons π^+ et π^-, et dans d'autres les traces des protons p et des mésons π^-. On désigne par V^0 la particule neutre hypothétique dont la décomposition donne

naissance aux mésons et aux protons. On a donc supposé que la particule neutre pouvait se décomposer suivant les voies:

$$V^0 \to \pi^+ + \pi^-; \quad V^0 \to p + \pi^-. \qquad (107.5)$$

Pour vérifier cette hypothèse, on a analysé un grand nombre de bifurcations et chaque fois on arrivait à déterminer les énergies et les impulsions des particules responsables de la bifurcation. En additionnant les énergies et les impulsions (règle du parallélogramme) des deux particules, on trouvait l'énergie totale $\mathscr{E}$ et l'impulsion $\boldsymbol{P}$ des particules responsables des bifurcations. Ces valeurs devaient être égales à l'énergie et à l'impulsion de la particule neutre hypothétique. On en déduisait la masse invariante de cette particule

$$m = \sqrt{\mathscr{E}^2 - P^2}. \qquad (107.6)$$

On trouva que les bifurcations formées par les mésons $\pi^\pm$ donnent pour la masse d'une particule hypothétique la valeur égale à ~0,500 GeV, et celles formées par les protons et les mésons π^- la valeur égale à ~1,11 GeV. C'était la preuve de ce que la formation de l'étoile s'accompagnait de l'émission de deux particules neutres. La plus légère des deux a été dénommée méson K^0 et la plus lourde hypéron Λ^0. Ces particules se décomposent selon les schémas

$$K^0 \to \pi^+ + \pi^-; \quad \Lambda^0 \to p + \pi^-. \qquad (107.7)$$

Connaissant les impulsions et les masses des particules K^0 et Λ^0, on pouvait calculer leurs vitesses. Ayant mesuré la distance entre l'étoile et l'origine de la bifurcation, la division de cette distance par la vitesse de la particule donne le temps de vie de la particule dans le référentiel du laboratoire. Comme on connaissait la vitesse de la particule, on pouvait trouver le temps de vie dans le référentiel par rapport auquel la particule est au repos. Dans ce calcul on peut poser constante la vitesse de la particule sur la petite longueur du trajet séparant l'étoile du sommet de la bifurcation, puisque la particule est neutre et n'interagit que faiblement avec le milieu environnant.

7. Le temps de vie de l'hypéron Λ^0 a été trouvé égal à $\sim 12{,}6 \cdot 10^{-10}$ s. Le temps de vie du méson K^0 est du même ordre de grandeur. En posant que la vitesse de la particule est comparable à la vitesse de la lumière, en cet espace de temps elle parcourt un chemin de ~3 cm, qu'on mesure sans difficulté. La situation est bien différente dans le cas des particules neutres ayant une vie de $\sim 10^{-16}$ s et au-dessous. C'est le cas du méson π^0. On a déterminé la masse et la durée de vie du méson π^0 à l'aide des lois de la conservation de l'énergie et de l'impulsion. La détermination la plus précise de ces grandeurs a été faite par étude de la réaction de décomposition du méson K^+:

$$K^+ \to \pi^+ + \pi^0, \qquad (107.8)$$

qui est suivie de la décomposition du méson π^0 d'après le schéma

$$\pi^0 \to \gamma + e^+ + e^-. \qquad (107.9)$$

Comme les particules K^+ et π^+ portent des charges électriques, l'analyse de leurs traces permet de déterminer leurs énergies et leurs impulsions. Connaissant les valeurs de ces grandeurs, on peut calculer, d'après la réaction (107.8), l'énergie (totale) et, partant, la vitesse du méson π^0. Ensuite il faut mesurer la distance séparant l'extrémité de la trace du méson K^+ et le point d'où partent les traces de la paire e^+e^-. Cette distance est le parcours qu'effectue le méson π^0 durant sa vie. La mesure de cette distance, qui représente une fraction de micron, est à la limite du possible. Comme la vitesse du méson π^0 est déjà connue, on déduit de la mesure du parcours le temps de vie du méson π^0 dans le système du laboratoire. Ensuite, on calcule le temps de vie dans le système où le méson π^0 est au repos. Selon les nouvelles données $m_{\pi^0} = (264{,}113 \pm 0{,}008)\, m_e$, $\tau_{\pi^0} = (0{,}828 \pm 0{,}057)\cdot 10^{-16}$ s.

8. Lorsque la durée de vie des particules neutres est encore plus courte, on n'arrive plus à mesurer directement le parcours de ces particules invisibles. La création et la décomposition d'une particule neutre ont lieu dans une région si petite qu'on n'arrive pas à la distinguer d'un point en utilisant des méthodes directes: c'est le cas de la création et de la décomposition des particules de résonance (les résonances), dont le temps de vie est $\sim 10^{-23}$ s (parcours $\sim 10^{-13}$ cm, i.e. comparable au diamètre du noyau). On ne peut déceler ces particules et déterminer leurs masses et leurs temps de vie que par des procédés indirects, fondés sur l'application des lois de la conservation de l'énergie et de l'impulsion et sur le traitement statistique des données à l'aide d'ordinateurs. Illustrons ce travail par un exemple.

En 1961, un groupe de physiciens travaillant à Berkeley (U.S.A.) a découvert une particule neutre appelée résonance ω^0. On disposa une grande chambre à bulles à hydrogène sur le trajet d'un faisceau d'antiprotons $\bar{p}$ sortant de l'accélérateur avec une énergie cinétique $\mathcal{E}_{cin} \sim 1{,}61$ GeV. Lors de la collision des antiprotons avec les protons (noyaux d'hydrogène) apparaissaient des mésons $\pi^\pm$ et π^0. Il est compréhensible que la charge électrique totale de toutes les particules nouvellement formées doit être égale à zéro. Il est facile d'évaluer la limite supérieure du nombre N de mésons π formés.

Comme le faisceau incident ne contient que des antiprotons et qu'à chaque collision participent deux particules de charges opposées: e^+ et e^-, l'énergie totale de ces particules est égale à $(\mathcal{E}_{cin} + 2m_p)$. L'impulsion du système avant et après la collision est évidemment égale à l'impulsion P de l'antiproton. La quantité $(\mathcal{E}_{cin} + 2m_p)^2 - P^2$ est un invariant qui est égal au carré de la masse invariante du système. Cette quantité ne change pas lors du

choc, mais après la collision la masse invariante peut être représentée sous la forme Nm_π, à condition de négliger la différence entre les masses des mésons chargés et neutres. Dans le système du centre de masse, le nombre maximal N de mésons π correspond au cas où ils apparaissent tous à l'état de repos. Dans ce système, la masse invariante totale de tous, les mésons est égale à Nm_π, et comme elle est la même dans tous les référentiels, on peut écrire

$$(\mathscr{E}_{\text{cin}} + 2m_p)^2 - P^2 = (Nm_\pi)^2. \qquad (107.10)$$

Or, pour l'antiproton incident, la quantité $(\mathscr{E}_{\text{cin}} + m_p)^2 - P^2$ est aussi invariante et égale à m_p^2. On en déduit $P^2 = \mathscr{E}_{\text{cin}}^2 + 2m_p\mathscr{E}_{\text{cin}}$. En éliminant P entre les deux dernières équations on trouve

$$N^2 = 2m_p\,(\mathscr{E}_{\text{cin}} + 2m_p)/m_\pi^2. \qquad (107.11)$$

En y portant $m_p = 0{,}938$ GeV, $m_\pi = 0{,}140$ GeV, $\mathscr{E}_{\text{cin}} = 1{,}61$ GeV, on trouve $N \sim 18$.

On a enregistré sur des clichés les étoiles formées par les mésons π chargés. Les chercheurs sélectionnèrent tout d'abord 2500 « étoiles à quatre branches » (quatre traces issues d'un point). Par étude des traces de chaque étoile, on a calculé la masse invariante totale du système des quatre mésons π. Si c'étaient les seules particules formées par le système $\bar{p}p$ initial, la masse invariante de chaque étoile serait égale à la masse initiale $2m_p$. Or cette situation était rare. On aurait obtenu le même résultat si l'étoile était formée par la décomposition en quatre mésons π d'une particule neutre formée lors de la collision d'un antiproton avec un proton.

On émit donc l'hypothèse que chaque étoile doit comporter, outre les quatre mésons π chargés, des particules neutres non identifiées. On avait des raisons de supposer qu'il y avait des étoiles à une seule particule hypothétique neutre, qu'on notera ω^0. L'énergie totale $\mathscr{E}$ et l'impulsion totale P du système ne changent pas lors des collisions. Les valeurs de ces grandeurs sont connues puisque les antiprotons sont extraits de l'accélérateur avec une énergie donnée à l'avance. On peut donc calculer l'énergie et l'impulsion de la particule ω^0 à l'aide des formules suivantes:

$$\mathscr{E}_{\omega^0} = \mathscr{E} - \mathscr{E}_1 - \mathscr{E}_2 - \mathscr{E}_3 - \mathscr{E}_4,$$
$$P_{\omega^0} = P - P_1 - P_2 - P_3 - P_4,$$

et sa masse invariante par la formule $m_{\omega^0}^2 = \mathscr{E}_{\omega^0}^2 - P_{\omega^0}^2$. Les indices désignent les énergies et les impulsions de chacun des mésons π chargés. Il se trouva que $m_{\omega^0} \approx 0{,}135$ GeV est une grandeur caractéristique des mésons π^0. Parmi les 2500 étoiles à quatre branches, on en sélectionna 800, chacune contenant un méson π^0.

Par étude des traces on pouvait déterminer l'énergie et l'impulsion de chacun des mésons π chargés. A l'aide des formules données

ci-dessus on pouvait calculer l'énergie et l'impulsion du méson neutre π^0.

L'étude des groupes de quatre et de trois mésons π chargés fournissait les masses invariantes correspondant à ces groupes. En portant en abscisses les masses invariantes des trois mésons π chargés et en ordonnées le nombre de cas d'apparition de ces trois mésons pour de petits intervalles d'énergie connus, on obtient une courbe d'allure monotone ne présentant aucun maximum ou minimum notable. L'allure monotone de la courbe témoigne que l'apparition des masses correspondantes dans chaque groupe de quatre ou de trois mésons π chargés n'est nullement corrélée et est régie uniquement par la statistique.

Lorsqu'on a procédé au dépouillement des groupes de trois mésons π, dont chacun contenait un méson π neutre, le graphique obtenu présentait une allure très différente. En un certain endroit de la courbe, on voyait apparaître un maximum aigu, ce qui témoignait de ce que les trois particules considérées n'étaient pas indépendantes mais corrélées. Cela tient à ce que les trois mésons proviennent de la décomposition d'une *même* particule neutre qui se forme lors de la collision d'un antiproton avec un proton. C'est cette particule que nous avons notée ω^0. La réaction considérée comporte une voie qui fait intervenir la particule neutre ω^0 qui est intermédiaire:

$$\bar{p} + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \omega^0 \qquad (107.12)$$
$$\qquad\qquad\qquad \lfloor\!\rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0.$$

Au pic de la courbe correspond une certaine masse que l'on admet être la masse de la particule ω^0. On peut expliquer maintenant pourquoi la particule ω^0 a été appelée *particule de résonance* ou *résonance* tout court. La résonance elle-même est caractérisée par sa demi-largeur Γ. Connaissant Γ on trouve le temps de vie de la particule $\tau \sim \hbar/\Gamma$. Pour la résonance ω^0, $m_{\omega^0} = 782{,}6 \pm 0{,}3$ GeV, $\Gamma = 10{,}1$ MeV ($\tau \approx 6{,}52 \cdot 10^{-23}$ s).

9. Disons quelques mots au sujet de la conservation du moment cinétique. Ce dernier est défini en mécanique classique et en mécanique relativiste par la même formule $\boldsymbol{M} = [\boldsymbol{rP}]$. En mécanique quantique, le moment cinétique $\boldsymbol{M}$ est défini par la même formule mais sous forme d'opérateurs. Il est alors quantifié et la particule peut posséder un moment propre — le spin. Il y a conservation du moment total (orbital + spin). Par exemple, dans le système du centre de masse, lors de la désintégration $\rho^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$, le moment de spin est égal à 1 et les pions apparaissent à l'état p, tandis que dans la désintégration $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$, le spin de Λ^0 est égal à 1/2 et p et π^- peuvent se trouver dans un état s ou p.

§ 108. Lois de la conservation des charges électrique, baryonique et leptonique

1. Ces trois lois de conservation sont des lois exactes et sont respectées dans toutes les interactions (forte, électromagnétique, faible, gravitationnelle). On ne connaît ni leur origine, ni le type de symétrie auquel elles sont liées.

La charge électrique (Q) d'une particule assume deux fonctions différentes. D'une part, la charge est *source d'un champ de force* et, d'autre part, c'est un *nombre quantique* caractérisant la particule. D'après ce qu'on en sait aujourd'hui, les charges leptoniques et baryoniques ne sont sources d'aucun champ de force à longue portée. Ce ne sont que des nombres quantiques caractérisant les propriétés internes des particules élémentaires.

2. On distingue trois sortes de charges leptoniques: *électronique* L_e (pour e et ν_e), *muonique* L_μ (pour μ et ν_μ), *taonique* L_τ (pour τ et ν_τ). Il n'y a qu'une seule charge baryonique désignée par B.

A l'aide des charges leptoniques, on arrive à interpréter facilement la loi expérimentale selon laquelle dans tout système fermé, quels que soient les processus dont il est le siège, la différence entre le nombre de leptons et d'antileptons d'une sorte donnée reste constante. Ce même énoncé s'applique aussi aux baryons. Il a été convenu de poser que la charge leptonique L_e est égale à $+1$ (pour e^- et ν_e), la charge $L_\mu = +1$ (pour μ^- et ν_μ), la charge $L_\tau = +1$ (pour τ et ν_τ) et que pour tous les antileptons les trois sortes de charges leptoniques sont égales à -1 (pour e^+, $\bar{\nu}_e$, μ^+, $\bar{\nu}_\mu$, τ^+, $\bar{\nu}_\tau$). La charge leptonique de toutes les autres particules élémentaires a été posée égale à zéro. La charge baryonique a été posée égale à $+1$ pour tous les baryons et pour toutes les résonances baryoniques, et à -1 pour les antiparticules correspondantes. Toutes les charges sont additives. Cela implique que dans un système complexe, la charge totale d'une certaine sorte est égale à la somme des charges de cette sorte, portées par toutes les particules élémentaires faisant partie du système. Par exemple, la charge baryonique d'un noyau atomique est égale à la somme des charges baryoniques des nucléons composant le noyau, autrement dit la charge baryonique d'un noyau atomique est égale au numéro atomique A.

3. On ne connaît aucun cas où la loi de la conservation de la charge leptonique aurait été violée, mais la précision des vérifications de cette loi laisse à désirer. Il n'est donc nullement exclu que c'est une loi approchée et qu'elle pourrait être violée dans certaines conditions. S'il en était ainsi, le vide pourrait être le siège de transformations des neutrinos en antineutrinos et vice versa. La mise en évidence de ce phénomène présenterait un intérêt indéniable.

La loi de la conservation de la charge leptonique impose, par exemple, que dans le cas des désintégrations β^- ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$)

la création de l'électron doit s'accompagner de la création de l'antineutrino électronique, car la charge leptonique totale de ces deux particules est égale à zéro. Dans le cas de la désintégration β^+ ($p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$), le positon doit être accompagné d'un neutrino électronique.

La loi de la conservation de la charge leptonique permet d'expliquer la non-existence de processus tels que

$$\nu_e + p \not\rightarrow e^+ + n, \quad \nu_\mu + p \not\rightarrow \mu^+ + n, \qquad (108.1)$$

quoique toutes les autres lois de conservation ne s'y opposent pas. D'autre part les processus

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n, \quad \bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n, \qquad (108.2)$$

qui satisfont à la loi de la conservation de la charge leptonique ont été observés dans des expériences. Le premier de ces processus a lieu dans les réacteurs nucléaires lorsque les antineutrinos électroniques interagissent avec les protons des matières présentes. Le second processus a été observé dans les accélérateurs de hautes énergies où des neutrinos muoniques étaient formés dans les réactions de décomposition des mésons π^- et K^- : $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$ et $K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$. Ces antineutrinos interagissaient ensuite avec les protons des matières présentes.

Les exemples (108.1) et (108.2) prouvent que les neutrinos (électronique et muonique) ne sont pas identiques aux antineutrinos. En 1962, il a été démontré (notamment d'après l'irréalisabilité de la réaction $\nu_\mu + n \rightarrow e^- + p$) que ν_e et ν_μ sont des particules différentes. On les a dotées de charges leptoniques L_e et L_μ différentes. Les mêmes considérations s'appliquent au neutrino taonique ν_τ et à la charge leptonique correspondante L_τ.

4. Il découle de la loi de la conservation de la charge baryonique que le proton ne peut pas se transformer, par exemple, en un positon et un photon, quoique cela ne violerait ni la loi de la conservation de l'énergie ni aucune autre loi de conservation connue. Si cette transformation était possible, elle aurait conduit inévitablement à l'annihilation des atomes, car les positons formés seraient annihilés par les électrons atomiques. Cette même loi implique qu'un antibaryon ne peut être créé qu'avec un baryon. Par exemple, l'antiproton est créé dans la réaction $p + p \rightarrow p + p + p + \bar{p}$. La collision de deux protons peut donner lieu à la création de deux antiprotons, à condition que soient créés simultanément deux nouveaux protons, ce qui porterait à six le nombre de particules et relèverait notablement le seuil de la réaction (cf. § 107, 4). Parmi les produits de décomposition des baryons doit obligatoirement se trouver un baryon. Plusieurs baryons peuvent apparaître, mais

accompagnés d'antibaryons, dont le nombre doit être d'une unité plus petit. Ces considérations s'appliquent aussi aux leptons.

Il n'est nullement exclu que la loi de la conservation de la charge baryonique n'est pas rigoureuse. En théorie unitaire (la grande unification), on admet l'éventualité de la décomposition des protons en des particules plus légères, par exemple $p \to \pi^0 + e^+$. Or cette décomposition implique une variation de la charge baryonique. Aucune expérience n'a permis de mettre en évidence la décomposition du proton, et on lui attribue une vie $\tau > 10^{31}$ ans.

PROBLÈMES

1. Déterminer le seuil de création de l'antiproton:

a) lors de la collision entre un électron incident et un proton au repos;

b) lors de la collision entre un électron incident et un électron au repos;

c) lors de la collision d'un photon avec un proton au repos;

d) lors de la collision d'un photon avec un électron au repos.

N o t e. On prendra pour modèle le problème donné au § 107. 4. Les réactions seront écrites en tenant compte de la loi de la conservation de la charge baryonique et notamment de ce que l'antiproton apparaît toujours associé à un proton. On écrira donc les réactions suivantes:

$$\text{a)}\quad e^- + p \to e^- + p + p + \bar{p}, \tag{108.3}$$

$$\text{b)}\quad e^- + e^- \to e^- + e^- + p + \bar{p}, \tag{108.4}$$

$$\text{c)}\quad \gamma + p \to \gamma + p + p + \bar{p}, \tag{108.5}$$

$$\text{d)}\quad \gamma + e^- \to \gamma + e^- + p + \bar{p}. \tag{108.6}$$

Dans le cas des réactions auxquelles participent des photons γ, on utilisera la relation $P_\gamma = \mathscr{E}_\gamma$. Le seuil de la réaction correspond au cas où, après la réaction, l'énergie du photon tend vers zéro. Les seuils des réactions ci-dessus sont égaux à

$$\text{a)}\quad 4m_p + 2m_e = 3{,}754\ \text{GeV}, \tag{108.3a}$$

$$\text{b)}\quad 2m_p\,(m_p/m_e + 2) = 3446\ \text{GeV}, \tag{108.4a}$$

$$\text{c)}\quad 4m_p = 3{,}753\ \text{GeV}, \tag{108.5a}$$

$$\text{d)}\quad 2\,(m_p/m_e + 1)\,m_p = 1724\ \text{GeV}. \tag{108.6a}$$

2. Déterminer le seuil de la réaction

$$p + p \to p + p + \pi^0. \tag{108.7}$$

R é p o n s e.

$$2m_{\pi^0} + m_{\pi^0}^2/(2m_p) = 284\ \text{MeV}. \tag{108.7a}$$

3. Les mésons K^+ se décomposent selon le schéma $K^+ \to \mu^+ + \nu$. A mesure que la vitesse de propagation du méson dans le milieu diminue, sa trace devient de plus en plus sinueuse (ce qui signifie que la particule erre entre les atomes) et disparaît au point d'arrêt de la particule. En ce point apparaissent deux particules μ^+ et ν, dont la première, le méson chargé, laisse une trace, et la seconde, le neutrino, n'en laisse aucune. L'étude de la trace du méson chargé permet de se faire une idée du processus. Calculer l'énergie du méson μ^+ et celle de la particule neutre au point d'où partent leurs traces.

Faire le même calcul en remplaçant le méson K^+ par un méson π^+: $\pi^+ \to \mu^+ + \nu$.

Solution. L'énergie totale du méson en fin de course est égale à sa masse m_{K^+}. En notant $\mathscr{E}_\mu$ et $\mathscr{E}_\nu$ les énergies totales du muon et du neutrino à l'instant où ils se forment, on doit avoir

$$\mathscr{E}_\mu + \mathscr{E}_\nu = m_K.$$

Pour le méson μ

$$\mathscr{E}_\mu^2 - P_\mu^2 = m_\mu^2.$$

Pour le neutrino $P_\nu = \mathscr{E}_\nu$. De ces trois équations on tire de façon univoque ($\mathscr{E}_\mu \neq \mathscr{E}_\nu$)

$$\mathscr{E}_\mu = m_K/2 + m_\mu^2/(2m_K), \qquad \mathscr{E}_\nu = m_K/2 - m_\mu^2/(2m_K).$$

La particule la plus légère, i.e. le neutrino, emporte une énergie plus petite. On peut se demander si ce résultat ne contredit pas l'assertion que lors de la décomposition d'une particule au repos, la majeure partie de l'énergie est emportée par la particule la plus légère. Il n'y a aucune contradiction puisque l'assertion citée concerne l'énergie cinétique et non pas l'énergie totale. Les énergies cinétiques des particules sont égales à

$$\mathscr{E}_\mu^{\text{cin}} = m_{K^+}/2 + m_\mu\,(1 - m_\mu/(2m_{K^+})) = 152\ \text{MeV},$$

$$\mathscr{E}_\nu^{\text{cin}} = \mathscr{E}_\nu = m_{K^+}/2 - m_\mu^2/(2m_{K^+}) = 236\ \text{MeV}.$$

Dans le cas de la réaction de décomposition du méson π^+, on utilisera les mêmes formules en y remplaçant m_{K^+} par m_{π^+}. On trouvera $\mathscr{E}_\mu^{\text{cin}} = 4{,}36$ MeV, $\mathscr{E}_\nu^{\text{cin}} = 29{,}8$ MeV. Etant donné que selon la règle générale (cf. (107.4)) $m_{K^+} > m_\mu$; $m_{\pi^+} > m_\mu$, on a toujours $\mathscr{E}_\nu^{\text{cin}} > \mathscr{E}_\mu^{\text{cin}}$.

Dans le cas de la décomposition du méson K^+, l'énergie cinétique du muon est égale à 152 MeV, tandis que dans le cas de la décomposition du méson π^+, l'énergie cinétique du muon n'est que de 4,36 MeV. Il s'ensuit que la trace du muon formé lors de la décomposition du méson K^+ à l'instant où celui-ci s'arrête doit être beaucoup plus longue que la trace du muon issu d'un méson π^+. Cela permet de distinguer ces deux mésons.

§ 109. Autres lois de conservation et nombres quantiques

1. On nota que les hypérons sont engendrés lors des collisions d'hadrons de haute énergie. Cela témoigne de ce que leur création est liée à l'interaction *forte*. On pourrait en inférer que leur temps de vie devrait être de l'ordre de 10^{-23} s, qui est le temps caractéristique des processus liés à l'interaction forte. Or ce temps de vie est près de 10^{13} fois plus court que le temps trouvé expérimentalement pour les hypérons.

D'autre part, il a été établi que lors du choc des mésons π ou des nucléons avec les nucléons, les hypérons sont toujours engendrés *par paires* ou *par groupes plus importants* conjointement avec des mésons K ou avec d'autres types d'hypérons. Antérieurement, on n'observait la création simultanée que de particules et d'antiparticules. Or, dans les processus cités, on voyait apparaître des paires de particules de toute autre sorte. Dans le cas de la collision de

deux protons, on a observé la réaction

$$p + p \rightarrow p + \Lambda^0 + K^+, \qquad (109.1)$$

l'hypéron Λ^0 n'apparaissant qu'associé au méson K^+ ou à l'hypéron Σ^+, et jamais au méson K^- ou à l'hypéron Σ^-.

Comme ce comportement paraissait étrange, on qualifia les hypérons et les mésons K de *particules étranges*. Les mésons K se caractérisent aussi par des durées de vie relativement longues (de 1 à 2 ordres plus longues que celle des hypérons). C'est donc une durée de vie comparable à celle des pions chargés. Or ces derniers se décomposent selon le mécanisme de l'interaction faible, surtout d'après le schéma

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu; \quad \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu. \qquad (109.2)$$

Cela suggère que la décomposition des hypérons et des mésons K procède aussi selon le mécanisme de l'*interaction faible*. Toutes les données dont on dispose justifient cette conclusion. Par exemple, dans la gamme des énergies en cause, l'intensité relative de l'interaction faible est de 12 à 14 ordres de grandeur inférieure à l'intensité des interactions fortes, ce qui fait que la durée de vie augmente d'autant de fois.

2. Pour interpréter de façon formelle la création par paires et le temps de vie relativement long des particules étranges, Gell-Mann (né en 1929) et Nishijima (né en 1926) ont introduit un nouveau nombre quantique S appelé *étrangeté*. On arrive à expliquer le comportement des particules étranges en admettant que les particules Λ^0, Σ^+, Σ^-, Σ^0, K^-, $\bar{K}^0$ possèdent une étrangeté égale à -1, que les particules $\bar{\Lambda}^0$, $\bar{\Sigma}^+$, $\bar{\Sigma}^-$, $\bar{\Sigma}^0$, K^+, K^0 possèdent une étrangeté égale à $+1$, les particules Ξ^- et Ξ^0 une étrangeté égale à -2, les particules $\bar{\Xi}$ et $\bar{\Xi}^0$ une étrangeté égale à $+2$, la particule Ω^- une étrangeté égale à -3, tandis que les nucléons et les mésons π et η^0 sont dénués d'étrangeté. On doit admettre encore que l'étrangeté est additive, qu'elle se conserve dans les interactions électromagnétique et forte et que dans les interactions faibles elle peut varier de ± 1.

Les particules étranges sont créées lors des interactions fortes, et comme l'étrangeté ne varie pas, elles ne peuvent être créées que par paires de particules d'étrangetés opposées. C'est pour cela que dans la réaction (109.1) apparaissent deux particules Λ^0 et K^+ d'étrangetés opposées et non pas les particules Λ^0 et K^- d'étrangetés de même signe. Dans la réaction

$$p + p \rightarrow \Xi^0 + p + K^0 + K^+ \qquad (109.3)$$

on voit apparaître, à côté de la particule Ξ^0 d'étrangeté égale à -2, deux mésons étranges K^0 et K^+ dont l'étrangeté totale est $+1 + 1 = 2$.

Comme la décomposition des particules étranges s'accompagne d'une variation d'étrangeté, on en infère que ces processus ne font intervenir ni l'interaction forte ni l'interaction électromagnétique, sinon l'étrangeté ne varierait pas. Il s'ensuit que la décomposition des particules étranges est liée à l'*interaction faible*. C'est pour cela que le taux des décompositions est de 10^{12} à 10^{14} fois inférieur au taux des décompositions liées à l'interaction forte.

L'interaction forte n'est pas en mesure de déterminer la décomposition des particules étranges. La masse des particules étranges (des kaons, des hypérons Λ^0, $\Sigma^{\pm}$, Ξ^0, Ξ^-, Ω^-) est telle que leurs décompositions, avec la conservation de l'étrangeté, en particules plus petites sont impossibles (ces décompositions ne peuvent donc être liées à l'interaction forte où l'étrangeté se conserve). Si, par exemple, on avait $M_{\Sigma^+} > M_n + M_{\pi^+}$, la décomposition $\Sigma^+ \to n + \pi^+$ pourrait avoir lieu. Or, en réalité on a $M_{\Sigma^+} < M_n + M_{\pi}$.

Il y a des cas où la décomposition des particules étranges fait intervenir l'interaction forte. Par exemple,

$$K^* \to K_{494} + \pi, \quad \Sigma^{*+}_{1385} \to \Lambda + \pi.$$

L'étrangeté s'y conserve car la décomposition utilise le mécanisme de l'interaction forte. La durée de vie des K^* et Σ^* est de $\sim 10^{-23}$ s.

Les interactions électromagnétiques ne donnent pas lieu à une variation d'étrangeté, mais dans des cas exceptionnels peuvent provoquer la décomposition d'une particule étrange. C'est le cas de la décomposition $\Sigma^0 \to \Lambda^0 + \gamma$, qui évolue sous l'action des forces électromagnétiques. L'énergie de la particule Σ^0 y est suffisante pour donner naissance à un hypéron Λ^0 et à un photon γ, l'étrangeté ne variant pas. (Cette réaction ne peut pas faire intervenir l'interaction forte, car $M_{\Sigma^0} < M_{\Lambda} + M_{\pi}$.) A l'exclusion de ces cas rares, la désintégration des particules étranges est déterminée par les forces faibles.

On utilise souvent à la place d'étrangeté la notion d'hypercharge définie par la relation

$$Y = B + S. \qquad (109.4)$$

Comme la charge baryonique est toujours entière, additive et se conserve, l'hypercharge jouit des mêmes propriétés que l'étrangeté et coïncide avec celle-ci dans le cas de particules pour lesquelles $B = 0$.

3. Deux autres nombres quantiques ayant des valeurs entières et jouissant de la propriété d'additivité : le *charme* C et la *beauté* b, sont à certains égards analogues à l'étrangeté. Ces nombres ne se conservent que dans les interactions électromagnétique et forte. Les valeurs de C sont indiquées dans un tableau donné à la fin de

ce tome. Dans le paragraphe suivant on donnera quelques précisions relatives au charme C et à la beauté b.

Mentionnons encore la *loi de la conservation de la parité*, dont il a été déjà question au § 69. La parité se conserve dans toutes les interactions sauf l'interaction faible. Notons aussi qu'un état de spin J et de parité P est désigné par le symbole J^P (par exemple 1^+ ou $1/2^-$).

4. Il existe des hadrons ayant des propriétés physiques proches qu'on réunit dans des groupes appelés *multiplets isotopiques* (*doublets*, *triplets*, etc.), qui participent de façon semblable aux interactions fortes, possèdent des masses approximativement égales, la même charge baryonique, le même spin, la même parité propre, la même étrangeté et se distinguent les uns des autres par leurs caractéristiques électromagnétiques (charge électrique, moment magnétique). N'étaient les interactions faibles et électromagnétiques, toutes les propriétés de ces particules seraient identiques. C'est ainsi que le proton et le neutron constituent un doublet isotopique. On considère que les deux particules sont des états quantiques différents d'une *même particule* — le *nucléon.* Il existe des triplets isotopiques de particules, tels que (π^-, π^0, π^+), (Σ^-, Σ^0, Σ^+) ainsi que des multiplets (notamment parmi les résonances) comportant un grand nombre de particules. On connaît également des particules qui ne font partie d'aucun multiplet isotopique et qu'on désigne sous le nom de *singulets.*

L'expérience montre que le nombre de particules d'un multiplet peut être représenté par la formule

$$N = 2T + 1, \qquad (109.5)$$

où T prend l'une des valeurs de $T = 0,\ 1/2,\ 1,\ 3/2$. Cette formule est analogue à la formule donnant le nombre possible de projections du moment angulaire (du spin) sur une direction donnée. Pour pouvoir étendre tout formellement cette analogie, on introduit un espace isotrope abstrait (n'ayant rien de commun avec l'espace ordinaire) qu'on appelle *espace isotopique* (qu'il serait plus juste d'appeler *espace isobarique*). Dans cet espace on fait correspondre à chaque hadron une certaine direction le long de laquelle on porte un vecteur de longueur T. La longueur de ce vecteur est appelée *spin isotopique* (ou *isospin*) de l'hadron considéré. On peut définir dans l'espace isotopique un certain axe qu'on appelle *axe isotopique.* En projetant le vecteur $\boldsymbol{T}$ sur cet axe on obtient une suite de points distants de 1. A chacune de ces projections correspond une particule du multiplet. On notera T_3 la projection du vecteur $\boldsymbol{T}$ sur l'axe isotopique. Pour un isospin T donné la projection T_3 peut prendre l'une des valeurs suivantes: $T_3 = -T,\ -(T-1),\ \ldots,\ +(T-1),\ +T$. Par exemple le nucléon (proton et neutron) possède un isospin $T = 1/2$; par convention on associe la projection $T_3 = +1/2$ au

proton et $T_3 = -1/2$ au neutron. Aux trois mésons π correspond l'isospin $T = 1$ ($3 = 2 \cdot 1 + 1$), etc.

Tout cela est purement formel. Jusqu'ici la seule grandeur physique réelle est le nombre N de particules faisant partie d'un multiplet isotopique et il n'est nullement nécessaire de représenter ce nombre par la formule (109.5). Mais on peut énoncer une proposition de *caractère physique* fondée sur le concept de spin isotopique. Tout d'abord, il faut établir par convention la règle de détermination de l'isospin d'un système d'hadrons, connaissant les isospins des différentes particules constituant ce système. On a convenu de faire la somme des vecteurs d'isospins des particules par la *règle d'addition des vecteurs* qu'on utilise pour faire la somme des moments angulaires (des spins) des particules. Il importe de noter que l'isospin du système dépend non seulement des isospins des constituants, mais aussi des *angles* que font entre eux les vecteurs d'isospins de ces particules. Il s'ensuit qu'à composition identique des systèmes, ceux-ci peuvent posséder des isospins différents. Par exemple, l'isospin du système composé d'un nucléon et d'un pion peut être égal soit à 1/2 (isospins antiparallèles) ou à 3/2 (isospins parallèles).

La proposition physique que nous avons mentionnée plus haut est la *loi de la conservation du spin isotopique*, selon laquelle l'isospin se conserve par l'*interaction forte*, mais ne se conserve pas par l'interaction électromagnétique et les autres interactions. Pour toutes les particules faisant partie d'un même multiplet isotopique, l'interaction forte est la même, c'est-à-dire qu'elle ne dépend pas des charges électriques des particules. C'est ainsi que se manifeste l'*invariance* dite *isotopique* des particules élémentaires, qui est propre à l'interaction forte. Un cas particulier de cette invariance est l'indépendance de charge des forces nucléaires. Du point de vue formel, mathématique, l'invariance isotopique peut être interprétée comme une indépendance de l'interaction forte par rapport à la rotation dans l'espace isotopique.

Sur la base de l'invariance isotopique on peut prédire l'existence, la masse et la charge de nouvelles particules, à condition de connaître leurs « partenaires » isotopiques. C'est ainsi qu'on a prédit l'existence et les propriétés de π^0, $\Sigma^\pm$, Ξ^0 d'après $\pi^\pm$, $\Sigma^\pm$ et Ξ^- connus.

Citons un autre exemple. L'invariance isotopique implique que la probabilité de la réaction $p + p \rightarrow d + \pi^+$ est deux fois plus grande que celle de la réaction $n + p \rightarrow d + \pi^0$ (les deux réactions utilisent le mécanisme de l'interaction forte). Ceci résulte du fait qu'à l'état final des deux réactions l'isospin total est égal à $T = 1$ (pour π $T = 1$, pour d $T = 0$). A l'état initial de la première réaction on a toujours $T = 1$ (vu que $T_3 = 1/2 + 1/2 = 1$), alors que pour la deuxième réaction l'isospin total peut être égal à 1 ou 0 (vu que $T_3 = 1/2 - 1/2 = 0$). C'est pourquoi, d'après la loi de

la conservation du spin isotopique, la première réaction peut évoluer pour n'importe quel état initial, tandis que la deuxième n'évolue que pour la moitié des états initiaux.

Etant donné que l'invariance isotopique n'a lieu que pour les interactions fortes et est violée pour les interactions électromagnétiques, la précision des prévisions faites sur sa base est égale en ordre de grandeur au rapport des forces de l'interaction électromagnétique et de l'interaction forte, i.e. représente environ 1 %.

5. La règle suivante mérite d'être mentionnée. Soit la réaction

$$\mathrm{a} + \mathrm{b} \rightarrow \mathrm{c} + \mathrm{d}, \tag{109.6}$$

où a, b, c, d désignent des particules. Si la réaction a lieu, toutes les lois de conservation doivent être satisfaites. Inversement, si toutes les lois de conservation correspondant à l'interaction qui la détermine sont satisfaites, la réaction (109.6) doit se produire (cf. § 107, 1). (Pour l'interaction faible, l'étrangeté, le charme et la beauté ne se conservent pas.)

Considérons, par exemple, la charge baryonique B que porte, par exemple, la particule b. Si l'on fait passer cette particule du premier membre dans le second, la charge baryonique diminuera à gauche de B et augmentera d'autant à droite. Mais si l'on effectue ce transfert en remplaçant la particule b par l'antiparticule $\bar{\mathrm{b}}$, la charge baryonique diminuera aussi de B dans le second membre et l'équilibre des charges baryoniques sera rétabli. La même chose vaut pour toutes les autres charges. Les lois de conservation autorisent l'évolution de la réaction

$$\mathrm{a} \rightarrow \mathrm{c} + \mathrm{d} + \bar{\mathrm{b}}. \tag{109.6a}$$

En général, *si l'on fait passer une particule ou un groupe de particules d'un membre d'une égalité dans l'autre en les remplaçant par les antiparticules correspondantes, on obtient l'expression d'une nouvelle réaction possible.*

Pour faire la démonstration, nous n'avons pas utilisé les lois de la conservation de l'énergie, de l'impulsion et du moment cinétique. On n'avait pas à les utiliser puisque ces grandeurs caractérisent non pas les particules elles-mêmes mais leurs états de mouvement, qui pouvaient varier alors dans de larges limites déterminées par les conditions initiales et non par les lois de conservation. De même, si le transfert des particules est dû à la rotation des isospins, on obtient des états possédant les isospins totaux requis.

Considérons deux exemples. Soit la réaction de désintégration du neutron

$$\mathrm{n} \rightarrow \mathrm{p} + \mathrm{e}^- + \bar{\nu}_e. \tag{109.7}$$

Faisons passer l'antineutrino $\bar{\nu}_e$ du second membre dans le premier en le remplaçant par le neutrino ν_e. On obtient

$$\nu_e + n \rightarrow p + e^-. \quad (109.8)$$

Or, c'est la réaction décrivant la collision d'un neutrino avec un neutron conduisant à la formation du proton p et de l'électron e^-.

Considérons maintenant la réaction de l'effet Compton

$$\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-. \quad (109.9)$$

Dans ce cas la particule γ coïncide avec son antiparticule. Faisons-la passer de gauche à droite et faisons passer l'électron de droite à gauche en le remplaçant par le positon. On obtient la réaction d'annihilation de la paire e^+e^- avec émission de deux photons:

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma. \quad (109.10)$$

L'exemple suivant est plus intéressant. La réaction

$$\Sigma^0 \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

est possible en principe, mais on ne l'observe pas à cause de la désintégration $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$ dont la probabilité est plus grande de 12 à 13 ordres de grandeur. Toutefois on peut étudier l'interaction conduisant à cette réaction dans les expériences avec les neutrinos:

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow \Sigma^0 + e^+,$$
$$\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \Sigma^0 + \mu^+.$$

§ 110. Le modèle des quarks

1. Le grand nombre d'hadrons connus, auxquels viennent s'ajouter toujours de nouveaux hadrons (résonances), suppose qu'ils sont tous constitués de particules plus fondamentales. Cette idée est développée avec le plus de succès dans le *modèle des quarks*, qui est unanimement reconnu aujourd'hui. (Bien entendu, la réconnaissance unanime d'une idée ne constitue pas la preuve définitive de son bien-fondé.)

En 1964, Gell-Mann, et indépendamment de lui, Zweig (né en 1937) ont avancé l'hypothèse selon laquelle tous les hadrons sont constitués d'un petit nombre d'unités plus fondamentales que Gell-Mann appela *quarks*. Les recherches ultérieures ont confirmé cette hypothèse, qui a permis non seulement d'expliquer la substructure des hadrons connus, mais aussi de faire des prévisions concernant l'existence d'autres hadrons. Ci-dessous, nous exposons les grandes lignes du modèle des quarks, sans essayer de justifier les résultats qu'il a permis d'obtenir.

Actuellement, a été établie l'existence de cinq quarks possédant ce que l'on appelle des *saveurs* différentes u, d, s, c, b et des masses

égales à : $m_u \approx 5$ MeV, $m_d \approx 7$ MeV, $m_s \approx 150$ MeV, $m_c \approx$ $\approx 1{,}3$ GeV, $m_b \approx 5$ GeV. Ces valeurs sont très approchées, car les quarks n'ayant jamais été observés à l'état libre, leurs masses ne pouvaient être déterminées par des procédés directs (cf. sous-paragraphe 7). Maintes fois on fit état de la découverte du sixième quark t ($m_t \gtrsim 22$ GeV), mais son existence n'a pas encore été définitivement établie. A chaque quark correspond un antiquark.

Tous les quarks possèdent un spin 1/2 et une charge baryonique 1/3. Les quarks u, c, t sont dits *up*, car ils possèdent une charge électrique fractionnaire +2/3, tandis que les quarks d, s, b, avec une charge électrique —1/3, sont dits *down*. En conséquence on peut classer les quarks de la façon suivante :

$$\begin{array}{ll} \text{u, s, t} & \text{(charge 2/3),} \\ \text{d, s, b} & \text{(charge —1/3).} \end{array} \qquad (110.1)$$

Le proton est constitué de deux quarks u et d'un quark d (p = = uud), le neutron d'un quark u et de deux quarks d (n = udd). Les antiparticules correspondantes sont constituées d'antiquarks : $\bar{p} = \bar{u}\bar{u}\bar{d}$, $\bar{n} = \bar{u}\bar{d}\bar{d}$.

2. Les mésons sont constitués d'un quark et d'un antiquark, ce qui explique pourquoi leur charge baryonique est nulle. Voyons quelles combinaisons de deux particules peuvent être formées à l'aide des trois quarks u, d, s et des trois antiquarks $\bar{u}$, $\bar{d}$, $\bar{s}$ les plus légers. Il est évident qu'on peut envisager neuf combinaisons différentes :

$$\begin{array}{ccc} u\bar{u} & u\bar{d} & u\bar{s} \\ d\bar{u} & d\bar{d} & d\bar{s} \\ s\bar{u} & s\bar{d} & s\bar{s}. \end{array} \qquad (110.2)$$

Les quarks et antiquarks peuvent entrer dans les différentes combinaisons avec différents moments angulaires orbitaux. Les spins des quarks et des antiquarks peuvent être différemment orientés les uns par rapport aux autres. Le moment orbital total d'une particule (ou d'une antiparticule) constituée de quarks et d'antiquarks se laisse déterminer en appliquant la règle de l'addition vectorielle des moments orbital et du spin.

Supposons que les quarks ne possèdent aucun moment orbital et que leurs moments angulaires sont de spin. Supposons encore que les spins du quark et de son antiquark sont antiparallèles. Dans ces conditions, chacune des combinaisons ci-dessus représente un méson de spin $J = 0$. Les mésons chargés les plus légers sont représentés par les combinaisons $u\bar{d}$ et $d\bar{u}$; ce sont les mésons π :

$$\pi^+ = u\bar{d}, \quad \pi^- = d\bar{u}. \qquad (110.3)$$

Le méson neutre π^0 se compose des mêmes quark et antiquark, mais c'est une superposition linéaire des états $u\bar{u}$ et $d\bar{d}$. Le méson π^0 possède la même probabilité de se trouver dans l'état $u\bar{u}$ que dans l'état $d\bar{d}$.

Les mésons de plus grandes masses (mésons K) contiennent un quark s et un antiquark $\bar{s}$:

$$K^+ = u\bar{s}, \quad K^0 = d\bar{s}, \quad \bar{K}^0 = s\bar{d}, \quad K^- = s\bar{u}. \qquad (110.4)$$

K^+ et K^- sont l'un par rapport à l'autre la particule et l'antiparticule, de même que les mésons K^0 et $\bar{K}^0$ qui ne sont donc pas des particules réellement neutres. Le méson K^0 diffère de son antiparticule $\bar{K}^0$ par la valeur de l'étrangeté. L'étrangeté de $\bar{K}^0$ est égale à $+1$ et celle du méson K^0 est égale à -1. C'est ce qui explique qu'à la différence du méson $\bar{K}^0$ le méson K^0 est faiblement absorbé par la matière. Comme l'étrangeté de tous les baryons est négative ou nulle, l'absorption des mésons K^0 par la matière devrait violer la conservation de l'étrangeté et faire intervenir l'interaction faible. La masse du méson $K^\pm$ est égale à 493,7 MeV et celle des mésons neutres K^0, à 497,7 MeV. Les particules renfermant un quark s sont étranges et le quark s est dit *quark étrange*. Les termes diagonaux $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$ correspondent aux mésons neutres. La superposition linéaire des deux premiers représente le méson π^0. Aux deux autres superpositions linéaires correspondent des particules réellement neutres: les mésons η et η' ayant des masses respectivement égales à 548,8 MeV et 957,6 MeV.

Supposons de nouveau que ni les quarks ni les antiquarks ne possèdent aucun moment angulaire orbital, mais que leurs spins sont parallèles. Dans ce cas les neuf combinaisons de quarks et d'antiquarks indiquées ci-dessus sont encore possibles, mais le spin de chaque combinaison sera maintenant égal à 1. A ces combinaisons correspondent neuf mésons de plus grandes masses:

$$\underbrace{\rho^+ \ \rho^- \ \rho^0}_{770\ \text{MeV}}, \quad \underbrace{K^{*+} K^{*0} K^{*-} \bar{K}^{*0}}_{892\ \text{MeV}}, \quad \underbrace{\omega^0}_{783\ \text{MeV}}, \quad \underbrace{\varphi^0}_{1020\ \text{MeV}}.$$

3. Considérons maintenant les baryons. Comme les baryons possèdent un spin demi-entier, dans le cas où les quarks auraient un moment angulaire orbital nul, chaque baryon devrait être constitué d'un nombre impair de subparticules. Supposons que ce soient les quarks u, d, s. Le spin du baryon peut alors être égal soit à 1/2 (deux quarks ont des spins parallèles et le spin du troisième leur est antiparallèle), soit à 3/2 (tous les spins sont parallèles). Dans le premier cas on obtient un octet de baryons: p (uud), n (udd), Λ^0 (uds), Σ^- (dds), Σ^0 (uds), Σ^+ (uus), Ξ^- (dss), Ξ^0 (uss). Les baryons à

spin 3/2 sont au nombre de dix :

ddd udd uud uuu	$\Delta^-\Delta^0\Delta^+\Delta^{++}$	1232 MeV,
dss uds uus	$\Sigma^-\Sigma^0\Sigma^+$	1385 MeV,
dss uss	$\Xi^-\Xi^0$	1530 MeV,
sss	Ω^-	1672 MeV.

L'hypéron Ω^-, qui se trouve au sommet de ce triangle renversé, a été prédit par la théorie, puis découvert en 1964.

4. Le triomphe du modèle des quarks a été la découverte des *particules charmées*. La première particule charmée fut découverte en 1974 indépendamment par deux groupes de chercheurs : l'un de Brookhaven (U.S.A.) en bombardant des noyaux de Be avec des protons accélérés, l'autre de Stanford (U.S.A.) travaillant avec des anneaux de collision des faisceaux d'électrons et de positons. La particule découverte fut appelée méson J par le premier groupe, et méson ψ par le second. C'est pour cela qu'elle est connue sous le double nom de méson J/ψ. Sa masse est égale à 3,096 GeV et elle possède une vie relativement longue. Sa largeur est $\sim$60 keV quoique généralement la largeur des particules de cette gamme d'énergies est de 10 à 70 MeV, ce qui est plus grand de trois ordres de grandeur. Comme dans le cas des particules étranges, ce fait témoigne de ce qu'il existe une interdiction concernant un nouveau nombre quantique. On a introduit ainsi le nombre quantique C qui fut baptisé *charme*, auquel correspond le nouveau quark c. Dans le modèle des quarks le charme est défini comme la différence entre le nombre de quarks (c) et d'antiquarks ($\bar{c}$). Les particules ayant un charme différent de zéro sont dites *charmées*. Le charme se conserve dans les interactions forte et électromagnétique, mais ne se conserve pas dans les interactions faibles. La désintégration des hadrons charmés s'effectue par l'*interaction faible* et le charme varie d'une unité. Le méson J/ψ est constitué d'un quark c et d'un antiquark $\bar{c}$ ($J/\psi = c\bar{c}$). Son charme est égal à zéro, mais on le classe parmi les mésons à *charme caché*. Le charme caché des particules se manifeste en ce qu'elles se désintègrent facilement en particules charmées, à condition que la désintégration n'est pas interdite par les lois de la conservation de l'énergie et de l'impulsion et que les voies de désintégration en particules non charmées ont des probabilités faibles.

La structure du système quantique $c\bar{c}$, appelé *charmonium*, rappelle celle de l'atome d'hydrogène. Ce dernier est toujours appelé *atome d'hydrogène*, indépendamment de son état d'excitation, tandis que les différents états excités du charmonium (ainsi que de tous les autres systèmes de quarks) sont considérés, par convention, comme des *particules différentes* qu'on désigne par des *symboles différents*. Le méson J/ψ est l'un des *états excités du charmonium*. Par la suite,

on a découvert plusieurs autres états excités du charmonium. On a découvert aussi des *mésons charmés*:

$$D^+ = c\bar{d}, \quad D^0 = c\bar{u}, \quad F^+ = c\bar{s},$$
$$D^0 = d\bar{c}, \quad \bar{D}^0 = u\bar{c}, \quad F^- = s\bar{c},$$
$$1869 \text{ MeV} \quad 1865 \text{ MeV} \quad 2021 \text{ MeV}$$

ainsi que des *baryons charmés*.

5. L'histoire de la découverte du nouveau quark b est analogue à celle de la découverte du quark c. En 1977, on a découvert à Batavia (U.S.A.) un nouveau méson, le méson Υ, lors du bombardement d'une cible en cuivre et plomb avec un faisceau de protons d'une énergie de 400 GeV. Ce méson superlourd de masse m_Υ possédait une largeur relativement faible de ~ 0,04 MeV. Les propriétés de cette nouvelle particule ne se laissaient pas interpréter dans le cadre du modèle à quatre quarks, ce qui incita les chercheurs à introduire un cinquième quark, le quark b, particule qualifiée de *belle*. Le méson Υ est l'un des états excités du système lié $b\bar{b}$ de spin 1. Par la suite, le méson Υ et les autres états excités Υ′, Υ″, Υ‴ du système $b\bar{b}$ ont été engendrés dans des faisceaux de collision électron-positon, tandis que dans les faisceaux de collision pp on a découvert au CERN (Suisse) le *baryon beau* $\Lambda_b = udb$ le plus léger, ayant une masse de ~ 5400 MeV. La différence entre le nombre de quarks b et le nombre d'antiquarks $\bar{b}$ est le nouveau nombre quantique appelé *beauté*. *La beauté est conservée dans les interactions fortes et électromagnétiques mais peut être violée par les interactions faibles.*

Si l'on passe en revue tous les nombres quantiques des hadrons, on constate que la charge électrique de tout hadron peut être calculée à l'aide de la formule

$$Q = T_3 + {}^1/_2\,(B + S + C + b). \tag{110.5}$$

Appliquons cette formule aux nucléons. On a $S = C = b = 0$, $B = +1$, $T_3 = +{}^1/_2$ pour le proton et $T_3 = -{}^1/_2$ pour le neutron.

6. Le succès de la classification des hadrons, effectuée d'après le modèle des quarks, constitue un argument de poids en faveur de ce modèle. Les résultats du sondage direct des nucléons et d'autres hadrons par des électrons de haute énergie, qui ont mis en évidence le processus dit de « deep inelastic », plaident aussi en faveur de ce modèle. L'analyse théorique du processus de « deep inelastic » a permis de conclure qu'à l'intérieur des hadrons les électrons sont diffusés sur des centres de diffusion quasi ponctuels portant des charges + 2/3 et —1/3 et de spin 1/2. Par diffusion sur ces particules, les impulsions d'énergie de l'électron varient fortement du fait de leur transfert aux quarks, comme cela se produit lors de la diffusion des alphas sur les noyaux dans les expériences de Rutherford.

Ces expériences n'apportent aucun renseignement sur les dimensions finies des quarks, mais permettent de conclure qu'à une distance $> 10^{-15}$ cm du centre de force les quarks continuent de se comporter comme des entités ponctuelles non structurées. Il est possible qu'à la suite du cinquième quark (b) et du sixième quark encore hypothétique (t) on en découvrira d'autres. On peut escompter que l'augmentation du nombre de quarks sera limitée par des principes généraux ou par les propriétés intrinsèques de la symétrie des particules élémentaires. On ne peut exclure l'idée que l'absence de structure des quarks ne reflète que l'insuffisance des procédés d'investigation.

7. La recherche des quarks à l'état libre dans les accélérateurs de hautes énergies, dans les rayons cosmiques et dans l'environnement ne donna aucun résultat. On a essayé de déceler les quarks lors de la mesure de la charge des gouttelettes liquides par la méthode de Millikan (1868-1953). Si l'on arrivait à trouver des gouttelettes portant des charges fractionnaires, on pourrait en conclure à la présence d'un quark puisque la charge fractionnaire des quarks ne peut être compensée par les charges entières des électrons et des ions. De nos jours ces expériences peuvent être effectuées avec une précision bien supérieure à celle de Millikan. Une analyse par spectroscopie de masse très précise de l'eau, qui fixa à $\sim 10^{-27}$ la limite supérieure du rapport du nombre de quarks libres au nombre de protons, a fourni aussi un résultat négatif. La majorité des spécialistes estiment que les quarks n'existent pas à l'état libre.

Ainsi, selon le modèle des quarks, les hadrons seraient constitués de quarks, mais l'expérience montre qu'on n'arrive pas à les libérer et à les obtenir à l'état libre. On dit que les quarks sont confinés. Un quark qui a reçu de l'énergie à la suite de sa collision avec un électron ne s'échappe pas de l'hadron et dépense l'énergie acquise pour former des paires quark-antiquark, i.e. pour former de nouveaux hadrons, principalement des mésons.

L'une des raisons de ce qu'on ne trouve pas des quarks à l'état libre réside peut-être en ce qu'ils possèdent des masses très importantes, car cela empêche leur création aux énergies accessibles dans les accélérateurs modernes. Il n'est cependant pas exclu qu'en principe les quarks ne peuvent apparaître à l'état libre en raison des particularités de leur interaction. On a avancé des arguments de caractère théorique et expérimental selon lesquels les forces d'interaction mutuelle entre les quarks ne décroissent pas avec la distance. S'il en est bien ainsi, il faudrait mettre en œuvre une énergie infiniment grande pour séparer les quarks. Ce ne sont cependant que des hypothèses.

8. Les fonctions d'onde des systèmes de quarks constituant les baryons doivent être *antisymétriques* puisque les quarks possèdent un spin 1/2. Or il existe des baryons à spins parallèles: Δ^{++} $(u_\uparrow\, u_\uparrow\, u_\uparrow)$, Ω^- $(s_\uparrow\, s_\uparrow\, s_\uparrow)$ qui sont *symétriques* par rapport à la permutation des

quarks, à condition que ces derniers ne possèdent des caractéristiques supplémentaires. Il a fallu cependant les introduire et ces caractéristiques supplémentaires ont été appelées *couleurs*. Chaque type (saveur) de quark se présente sous trois couleurs : rouge R (red), vert G (green), bleue B (blue). Aux antiquarks on a attribué des *anticouleurs* $\bar{R}$, $\bar{G}$, $\bar{B}$. Chaque anticouleur est *complémentaire* à sa couleur, de sorte que les combinaisons $R\bar{R}$, $G\bar{G}$, $B\bar{B}$ sont considérées comme *incolores* (*blanches*). La combinaison $R\bar{R} + G\bar{G} + B\bar{B}$ sera, elle aussi, incolore.

Selon les conceptions modernes, les interactions fortes résultent de l'échange entre les quarks de particules dénuées de masse, de spin 1/2 et de masse au repos nulle, qu'on appelle *gluons*. On postule l'existence de huit gluons caractérisés par leurs couleurs. La couleur des quarks varie par échange de gluons qui n'affecte pas les autres nombres quantiques (charge électrique, étrangeté, charme, beauté) et conserve donc la saveur du quark. Chaque gluon a la couleur et l'anticouleur. A partir des trois couleurs et des trois anticouleurs, on peut réaliser neuf combinaisons différentes :

$$\begin{matrix} R\bar{R} & R\bar{G} & R\bar{B} \\ G\bar{R} & G\bar{G} & G\bar{B} \\ B\bar{R} & B\bar{G} & B\bar{B}. \end{matrix}$$

A chacune de ces combinaisons correspond un gluon. La couleur se conserve comme la charge électrique. Il s'ensuit que les six combinaisons non diagonales possédant des couleurs déterminées ne peuvent être mélangées. Les combinaisons diagonales étant incolores leur mélange n'affecte pas la couleur. Chacune des combinaisons diagonales peut être obtenue par superposition linéaire des deux autres combinaisons. En conséquence, il existe huit gluons correspondant à ces combinaisons.

Pour donner une représentation schématique de l'interaction des quarks par échange de gluons, on représente les quarks rouge, vert et bleu de n'importe quelle saveur par les symboles q_R, q_G, q_B ($q \equiv$ $\equiv u, d, s, c, b, t$). L'interaction entre un quark rouge et un quark vert s'écrira alors :

$$q_R \to q_G + q_{R\bar{G}}, \quad q_G + q_{R\bar{G}} \to q_R.$$

La première égalité signifie que le quark rouge a émis un gluon rouge-vert et s'est transformé en quark vert q_G, et la seconde signifie que le quark vert se transforme en quark rouge par absorption du gluon rouge-vert.

Tout cela est parfaitement formel et ne possède aucune utilité réelle dans un cours de physique générale. Ces questions sont traitées par une discipline spéciale — la *chromodynamique quantique*.

9. Signalons, pour conclure, que tout récemment Weinberg (né en 1915), Salam (né en 1926) et Glashow (né en 1932) ont élaboré une théorie où les interactions électromagnétique et faible sont unifiées en l'*interaction électrofaible*. A une distance du centre de force inférieure à la portée de l'interaction faible ($\sim 10^{-16}$ cm), toute différence entre l'interaction électromagnétique et l'interaction faible s'estompe, mais à des distances plus grandes elles sont distinctes et là la théorie ancienne reste valable. On ne peut développer ces questions ici car elles dépassent largement les limites de notre cours.

Signalons qu'au cours des 15-20 dernières années, des découvertes sensationnelles ont été faites en physique des particules élémentaires :

1) On a établi la structure des hadrons, particules à interaction forte (proton et neutron y compris) qui se composent de quarks. Le modèle des quarks explique non seulement la systématique des hadrons mais aussi la dynamique de leurs interactions. Sur la base de ce modèle, on a pu faire des prévisions concernant l'existence et les propriétés d'un grand nombre de particules qui ont été ultérieurement découvertes.

2) La nature commune des interactions électromagnétique et faible a été établie et on a mis en évidence les agents de transfert des interactions faibles : les bosons $W^{\pm}$ et Z^0.

3) Une théorie des interactions fortes des quarks — la chromodynamique quantique, a été élaborée. On a confirmé par l'expérience l'existence des gluons (en particulier, Spin I) qui assurent les interactions fortes. Les prévisions de la chromodynamique (dans le domaine où la théorie des perturbations peut être appliquée) ont été brillamment confirmées.

4) La question de la nature unique de toutes les forces de la nature est posée (Grande unification).

5) On a mis en évidence une relation intime entre la physique des particules élémentaires et la cosmologie.

Tableau 25

Quarks

Quark	Masse, MeV	J^P	L	B	S	C	T	T_3	Q	Participation aux interactions
u	≈5	1/2⁺	0	1/3	0	0	+1/2	+1/2	+2/3	Participe à toutes les interactions
d	≈7	1/2⁺	0	1/3	0	0	1/2	—1/2	—1/3	
c	≈1350	1/2⁺	0	1/3	0	+1	0	0	+2/3	
s	≈150	1/2⁺	0	1/3	+1	0	0	0	—1/3	
t ?	>22 000	1/2⁺	0	1/3	0	0	0	0	+2/3	
b	≈4700	1/2⁺	0	1/3	$b = +1$		0	0	—1/3	

Tableau 26

Les leptons ($J = 1/2$, $L = 1$, $B = 0$)

Particule	L_e	L_μ	L_τ	Masse, MeV	Temps de vie, s	Principales voies de désintégration
e^-	+1	0	0	0,511003	∞ (>$2 \cdot 10^{22}$ ans)	
ν_e	+1	0	0	<46 eV	∞	
μ^-	0	+1	0	105,6592	$2,19713 \cdot 10^{-6}$	$e^-\bar{\nu}_e\nu_\mu$ (98,6%) $e^-\bar{\nu}_e\nu_\mu\gamma$ (1,4%)
ν_μ	0	+1	0	<0,57	∞	
τ^-	0	0	+1	1784	$(4,6 \pm 19) \cdot 10^{-13}$	$\rho^-\nu_\tau$ (22%) $\mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$ (18%) $\pi^+\pi^-\pi^-\nu_\tau$ (18%) $e^-\nu_e\nu_\tau$ (16%) $\pi^-\nu_\tau$ (11%) $\pi^-\rho^0\nu_\tau$ (7%)
ν_τ	0	0	+1	< 250	?	?

Tableau 27

Mésons quasi stables ($J^P = 0^{-1}$, $L = 0$, $B = 0$)

Particule	Constitution (quarks)	S	C	T	T_3	Masse, MeV	Temps de vie, s	Principales voies de désintégration
$\pi^\pm$	ud $(d\bar{u})$	0	0	1	± 1	139,567	$2{,}603 \cdot 10^{-8}$	$\mu^\pm \nu_\mu$ $(\bar{\nu}_\mu)$ (100%)
π^0	$u\bar{u}$, $d\bar{d}$	0	0	1	0	134,963	$0{,}83 \cdot 10^{-16}$	$\gamma\gamma$ (98,8%)
η^0	$u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$	0	0	0	0	548,8	$0{,}7 \cdot 10^{-18}$	$\gamma\gamma$ (39%) $\pi^0\pi^0\pi^0$ (32%) $\pi^+\pi^-\pi^0$ (24%)
K^+	$u\bar{s}$	+1	0	1/2	+1/2	496,67	$1{,}237 \cdot 10^{-8}$	$\mu^+\nu_\mu$ (63,5%) $\pi^+\pi^0$ (22,2%) $\pi^+\pi^+\pi^-$ (5,6%)
K_S^0							$0{,}89 \cdot 10^{-10}$	$\pi^+\pi^-$ (68,8%) $\pi^0\pi^0$ (31,4%)
K^0		+1	0	1/2	−1/2	497,7		
K_L^0							$5{,}18 \cdot 10^{-8}$	$\pi^\pm e^\mp \bar{\nu}_e$ (38,7%) $\pi^\pm \mu^\mp \bar{\nu}_\mu$ (27,1%) $\pi^0\pi^0\pi^0$ (21,5%) $\pi^+\pi^-\pi^0$ (12,4%)
D^+	$c\bar{d}$	0	+1	1/2	+1/2	1869	$9 \cdot 10^{-13}$	$\bar{K}^0X + K^0X$ (≈50%) $e^\pm X$ (≈20%) K^-X (≈15%) $\bar{K}^0\pi^+\pi^0$ (≈10%)
D^0	$c\bar{u}$	0	+1	1	−1/2	1865	$\approx 5 \cdot 10^{-13}$	K^-X (≈45%) $\bar{K}^0X + K^0X$ (≈30%) $K^-\pi^+\pi^0$ (≈10%)
F^+	cs	+1	+1	0	0	2021	$2 \cdot 10^{-13}$	?

Le symbole X désigne les autres particules.

Tableau 28

Baryons stables et quasi stables ($J^P = 1/2^+$, $L = 0$, $B = +1$)

Particule	Constitution (quarks)	S	C	T	T_3	Masse, MeV	Temps de vie, s	Principales voies de désintégration
p	uud	0	0	1/2	+1/2	938,279	$>10^{32}$ ans	
n	udd	0	0	1/2	−1/2	939,573	925±11	$pe^-\bar{\nu}_e$ (100%)
Λ^0	uds	−1	0	0	0	1115,6	$2,63 \cdot 10^{-10}$	$p\pi^-$ (64%) $n\pi^0$ (36%)
Σ^+	uus	−1	0	1	+1	1189,4	$0,80 \cdot 10^{-10}$	$p\pi^0$ (52%) $n\pi^+$ (48%)
Σ^0	uds	−1	0	1	0	1192,5	$5 \cdot 10^{-20}$	$\Lambda\gamma$ (100%)
Σ^-	dds	−1	0	1	−1	1197,3	$1,48 \cdot 10^{-10}$	$n\pi^-$ (100%)
Ξ^0	uss	−2	0	1/2	+1/2	1315	$2,9 \cdot 10^{-10}$	$\Lambda\pi^0$ (100%)
Ξ^-	dss	−2	0	1/2	−1/2	1321,3	$1,64 \cdot 10^{-10}$	$\Lambda\pi^-$ (100%)
Ω^-	sss	−3	0	0	0	1672,5	$0,8 \cdot 10^{-10}$	ΛK^- (69%) $\Xi^0\pi^-$ (23%) $\Xi^-\pi^0$ (8%)
Λ_c^+	udc	0	+1	0	0	2282	$(1 \text{ à } 2) \cdot 10^{-13}$	On a observé ~ 12 types de désintégrations

INDEX DES NOMS

Alikhanian 105, 106
Alikhanov 105, 106
Allen 106
Alvarez 170 à 172
Anderson 17, 390, 392, 393
Artsimovitch 299, 310
Auger 112
Avogadro 147

Back 49
Bassov 315
Becker 192, 243, 244
Becquerel 7
Bell 356
Bethe 146, 151, 154, 155, 330, 363
Blackett 393
Bloch 146
Bohr Aage 138
Bohr Niels 37, 40, 53, 125, 146, 148, 225, 226, 235, 241, 251, 270
Boltzmann 116, 334, 336
Bose 388
Bothe 192, 243, 244
Bragg 316, 317, 322
Breit 231
Broglie de 217, 225, 230, 315
Brown 363

Carnot 303
Cerenkov 163, 205, 206, 394
Chadwick 8, 98, 243, 245 à 247
Chafranov 311
Chandrasekhar 354
Chklovski 348
Christophilos 187
Cockroft 214
Compton 157, 158, 162
Condon 82
Coulomb 31, 84, 88, 144
Courant 187

Cowan 106, 205, 294, 296
Curie (Joliot) Irène 244, 245, 248, 249
Curie Marie 7, 262
Curie Pierre 7, 262

Davis 108, 109, 351
Debye 317
Dirac 159, 364, 388, 392
Dobretsov 37, 38, 44
Doppler 116

Einstein 121, 264, 339
Ellis 98, 99
Euler 333

Fabry 37
Fermi 100, 103, 104, 247, 248, 261, 264, 287, 352, 355, 364, 365, 381, 388
Flerov 66, 255, 267, 274
Fock 11
Frenkel 125, 251
Fresnel 323
Frisch O. 249

Gamow 82, 85, 86, 90
Gehrcke 37
Geiger 79, 80, 87, 90, 197, 202, 203, 243, 368 à 370
Gell-Mann 407, 412
Gerlach 51, 52
Ghiorso 266
Glaser 209
Glashow 419
Göckel 367

Goldansky 66
Göppert-Mayer 135
Gurney 82

Hahn 112, 248, 249
Hamilton 396
Hartree 11
Hartwig 362
Heisenberg 8, 84
Heitler 154, 155
Hell 317
Hertzsprung 346, 349
Hess 366, 367
Hewish 356
Holfstadter 34

Ivanenko 8, 16

Jensen 135
Joliot-Curie Frédéric 66, 244, 245, 269

Kadomtsev 310
Kapitsa 208
Klein 159
Kolhörster 367
Kourtchatov 113, 269, 287, 299
Kouzmine 109
Krouskal 311

Lagrange 396
Laplace 363
Lattes 17
Laue 317
Lawrence 174
Lawson 305 à 307, 314
Lederman 394
Legendre 56, 57
Leipounski 105, 106
Léontovitch 85
Livingston 187
Lorentz 183, 371
Lubimov 103
Lummer 37

Mandelstam 85
McMillan 177
Meitner L. 248, 249
Mendéléev 127, 266
Michelson 37
Millikan 367, 417
Mössbauer 72, 113, 117, 120 à 122
Mottelson 138
Müller 197, 202, 203, 369, 370

Neddermeyer 17, 390
Nishijima 407
Nishina 159
Nuttall 79, 80, 87

Occhialini 17, 393
Oganessian 270, 271
Oppenheimer 356

Paschen 49
Pauli 36 à 39, 99, 100, 103, 124, 125, 131, 135, 352, 355, 364, 388, 392
Perl 390
Pérot 37
Petrjack 66, 255
Planck 39
Poisson 77
Pontecorvo 108, 351
Pound 121
Powell 17
Prokochkine 395

Rainwater 138
Rebke 121
Reines 106, 108, 205, 294, 296
Rossi 369, 370
Russell 346, 349
Rutherford 7, 84, 163, 166, 198, 243, 246, 269, 416

Salam 419
Savič 248, 249
Schrödinger 54, 55, 135, 136
Schwarzschild 358, 359, 363, 364
Skobeltsyne 208, 368
Snyder 121, 187
Stefant 336
Stern 51, 52
Strassman 248, 249
Stroutinski 251, 273

Tamm 16
Térénine 37, 38, 44
Thomson 159

Van de Graaff 167, 168, 181
Vavilov 163, 205, 206
Veksler 177, 180
Vladimirski 329
Volkoff 356

Walton 214
Weinberg 419
Weizsäcker 24, 27, 29, 31, 95, 113, 130, 250, 252
Wheeler 251
Wideröe 168, 170, 171
Wigner 231
Wilson 89, 147, 163, 197, 208, 209, 244, 368, 392, 393
Wooster 98, 99
Wulff 316, 322

Yukawa 17

Zavoïski 315
Zeeman 40, 48 à 51
Zeldovitch 328
Zweig 412

INDEX DES MATIÈRES

Accélérateur à anneaux de collision 190
— cyclique 174
— linéaire 168
— à onde progressive 172
— de Wideröe 168
Accrétion 358
Activité 71
Age de la Terre 76
Américium 262
Amplitude de diffusion 320
— — magnétique 329
Anneaux d'accumulation 191
— de stockage de neutrons 329
Annihilation 159
— à deux photons 164
Anticouleur 418
Antimatière 394
Antineutrino électronique 100
— muonique 101
— taonique 101
Antineutron 394
Antiparticules 391
Antiproton 394
Avalanches 164
Axe isotopique 409

Barrière centrifuge 89
— de potentiel 83
Baryons 414
— charmés 415
Beauté 408, 416
Berkélium 262
Bêtatron 182
Bifurcation 398
Blanket 300
Bosons 388
— W^+, Z^0 389

Californium 262
Capture *K* 66, 94
Catastrophe de l'azote 52

Chambre(s) à bulles 197, 208, 209
— cryogénique 209
— à dérive 197
— à diffusion 208
— à étincelles 197, 208, 211
— d'ionisation 198
— — à impulsions 199
— proportionnelle 197, 202
— à streamers 197, 211
— de Wilson 197, 208
Champ poloïdal 311
— self-consistant des nucléons 132
— toroïdal 311
Charge baryonique 224
— élémentaire 9
— leptonique 102
— muonique 102
— taonique 102
Charme 408, 415
Charmonium 415
Chondres 276
Chondrites 276
Chromodynamique quantique 418
Circuit de coïncidence 369
Classes des étoiles 345
Coefficient linéaire d'absorption 156
— massique d'absorption 156
— de tassement 21
Combustible nucléaire 279
Compteurs de Cerenkov 197, 205
— électroniques 196
— de Geiger 202
— de Geiger-Müller 197
— proportionnels 197, 200
— à scintillation 197, 204
— à semiconducteurs 197
Condition d'amorçage d'une réaction thermonucléaire 305
— de l'équilibre radioactif 75
Conduit de neutrons 328
Cône de pertes 308
Configuration des niveaux nucléaires 58
Constante de désintégration 71

Constante de l'interaction spin-orbite 136
Conversion interne 111
— —, coefficient de 111
Convertisseur 328
Cordon de plasma 309
Couche 135
Couleur 418
Critère de Chafranov-Krouskal 311
— de Lawson 305, 306
Curie (unité) 71
Curium 262
Cycle du carbone 339, 341
— de l'hélium 341
— de l'hydrogène 339, 340
— du néon 341
Cyclotron 174
— isochrone 189

Dee 174
Deep inelastic 416
Défaut de masse de l'atome neutre 20
— — du noyau 19
Demi-largeur Doppler de la raie 116
Déplacement gravitationnel des raies spectrales 120
Désexcitation par émission d'une paire électron-positon 112
Désintégration α 66, 78
— — favorisée 94
— — non favorisée 94
— β 66, 94
— — avec capture électronique 66, 91, 93
— — double 96
— — électronique 66, 91, 92
— — inverse 106
— — positonique 66, 91, 93
— avec émission de deux protons 66
— — d'un proton 66
Détecteurs 196
— à traces (visuels) 196
Diagramme de Hertzsprung-Russell 346
Diffusion de diffraction 217
— de Thomson (ou classique) 159
Distribution angulaire 215

Eclat d'une étoile 343
Effet est-ouest 371
— de latitude 371
— de longitude 371
— Mössbauer 113, 118
— photoélectrique nucléaire 164, 240,
— de pincement 307, 309
Effet tunnel 85
— Zeeman 40, 48
Efficacité 197
Effondrement gravitationnel 358
Einsteinium 264
Electrons Auger 112
Eléments combustibles générateurs de chaleur 286
— transuraniens 247, 263
Emission gamma 109
Empoisonnement du réacteur 290
Emulsions photographiques épaisses 197
— photosensibles en couche épaisse 210
Energie d'activation 254
— d'affinité neutronique 303
— critique 155
— de liaison du noyau 18
— — — par nucléon 21
— limite du neutron 327
— nucléaire (atomique) 279
— de réaction 219
Espace isotopique 409
Etat dipolaire 58
— mixte 216
— octupolaire 58
— pur 216
— quadrupolaire 58
« Etoile » 163, 236, 398
Etoiles à neutrons (pulsars) 356, 357
— de la séquence principale 341, 347
Etrangeté 407
Exosphère 359

Facteur de multiplication du gaz 200
— — des neutrons 282, 283
Faisceaux dirigés à l'encontre l'un de l'autre 186
Familles radioactives 68
Fermions 388
Fermium 264
Fission du noyau 248
— spontanée 254, 255
Fluide caloporteur 288
Focalisation 176
— forte 187
Fonctions impaires 54
— paires 54
Formation de cendres dans le réacteur 290
Formule de Thomson 159
— de Weizsäcker 24
Frontière de Fermi 364
Fusion thermonucléaire contrôlée 298

Gaz dégénéré 365
Géantes rouges 347
Générateur de Van de Graaff 167
— — — tandem 168
Gerbe(s) 165
— électrono-photonique en cascade 383
— d'électrons et de positons 393
Gluons 18, 418
Grandes gerbes d'Auger 165
Gravitons 14, 388

Hadrons 101, 390
Hélicité des neutrinos 104
Hypercharge 408
Hypérons 391

Ilot de stabilité 273
Indépendance de charge des forces nucléaires 410
Indice de couleur 344
— de réfraction 236
— — des ondes neutroniques 325, 327
Interaction(s) électrofaible 104, 419
— électromagnétiques 12, 387
— faibles 12, 100, 387
— fortes 12, 387
— gravitationnelles 12, 387
Invariance isotopique 410
Isobares 9
Isomères 112
Isotones 9
Isotopes 8

Joliotium 269

Largeur naturelle de la raie 116
— du spectre de masse 389
Lawrencium 269
Lentilles quadrupolaires magnétiques 187
Leptons 101, 389
Limite de Chandrasekhar 354
— supérieure de la désintégration β 97, 355
Loi de Bragg-Wulff 316
— de la conservation de la beauté 396, 416
— — de la charge baryonique 218, 223, 403
— — — électrique 218, 223, 403
— — — leptonique 218, 225, 403
— — du charme 396, 415
Loi de la conservation de l'énergie 218
— — de l'étrangeté 396
— — de l'impulsion 218
— — du moment cinétique 218
— — de la parité 218
— — du spin isotopique 218, 410
— de dispersion 319
— en $1/v$ 231
Longueur d'onde limite du neutron 327
— de radiation 155
Luminosité d'une étoile 343

Magnéton de Bohr 40
— nucléaire 40
Magnitude absolue 344
— d'une étoile 343
— photographique (bleue) 344
— photovisuelle 344
— visuelle 344
Masse critique 284
— invariante (au repos) 396
Matrices nulles 323
Mendélévium 266
Mésons 390, 395
Méthode de comparaison des intensités 44
— avec porteur 108
— de la résonance magnétique 52
Microtron 180
Miroirs magnétiques 308, 329
Modèle(s) collectif (à interaction forte) 123
— en couches du noyau atomique 127
— généralisés du noyau 124
— de la goutte liquide 125
— magnétohydrodynamique à deux liquides du plasma 308
— — à un seul liquide du plasma 308
— à une particule (à particules indépendantes) 123
— des quarks 412
Moment(s) dipolaire magnétique du noyau 38
— magnétiques des noyaux atomiques 51, 61
— quadrupolaire extérieur 63
— — intrinsèque 63
Multiplets isotopiques 409
Multipôle 58
— 2^L magnétique 58
Muons 17, 390

Naines blanches 347, 354
— rouges 347
Neptunium 261

Neutrino électronique 100
— muonique 101
— taonique 101
Neutrons à haute énergie 316
— hyperfroids 315
— instantanés 257
— rapides 279
— retardés 67, 257
— secondaires 255
— thermiques 279, 316
— ultrarelativistes 316
Nielsbohrium 268
Niveau(x) d'énergie rotationnels 64
— de Fermi 352
Nobélium 268
Nombre(s) de charge (numéro atomique de l'élément ou nombre atomique) 8
— magiques 127
— de masse (ou massique) 8
Noyau(x) β-stables 25
— composé 226
— déformés 126
— doublement magiques 127
— impair-impair 24
— magiques 127
— miroirs 9
— pair-pair 24
— radioactifs 11, 65
Nuclide 9

Onde(s) directe 172
— neutroniques 315
— rétrograde 172
Opérateur inversion spatiale 54

Parcours 148
Parité 53
—, non-conservation dans les interactions faibles 55
Particules α caractérisées par de grandes longueurs de parcours 90
— à charme caché 415
— charmées 415
— élémentaires 385
— étranges 407
— impaires 57
— paires 57
— polarisées 216
— quasi stables 388
— réellement élémentaires 390
— — neutres 391
— de résonance (résonances) 388, 400
— stables 388
— virtuelles 15
Partie active (cœur) du réacteur 281
Période de désintégration 73
Pertes d'annihilation 164
— d'ionisation 141
— radiatives 147, 150
Pièges magnétiques 308
— à neutrons hyperfroids 328
Pion 17, 101
Plasma quasi neutre 302
Plutonium 261
Polynômes associés de Legendre 56
Potentiel nucléonique 132
Principe de la stabilité de phase 177, 179
Problème des neutrinos solaires 109
— des réactions thermonucléaires contrôlées 299
Processus électronucléaires 241
Protoétoile 330
Puissance du réacteur 289

Quanta d'interaction 389
— virtuels 15
Quantum dipolaire électrique 59
— — magnétique 59
— quadrupolaire électrique 59
Quarks 412

Radiateur 205
Radiation de freinage (Bremsstrahlung) 153
Radioactivité 65
— artificielle 66
— induite 165
—, loi principale 72
Raies interdites 59
Rapport gyromagnétique nucléaire 39
Rayon(s) classique de l'électron 159
— cosmiques primaires 370
— — secondaires 370, 381
— gravitationnel 358
— du noyau 30
Rayonnement de béryllium 244
— cosmique 366
— — galactique 370
— — solaire 370
Réacteur(s) énergétique 291
— d'expérience 290
— hétérogènes 286
— homogènes 286
— nucléaire 279
— pour recherches scientifiques 290
Réaction(s) autoentretenue 284
— en chaîne 280
— endothermiques 220

Réactions exothermiques 219
— nucléaires de dépouillement (stripping) 234
— — d'interaction directe 234
— — de pick-up 234
— — de transfert 235
— photonucléaires 240
— de résonance 231
Réflecteur de neutrons 284
Régime critique 282
— sous-critique 282
— stationnaire 282
— surcritique 282
Région de Geiger 202
Règle de Geiger-Nuttall 79
— des intervalles 42
— de sélection 59
Rendement de réaction 218
Résolution spatiale 197
— temporelle 197, 370
Résonance géante 241
— magnétique nucléaire 37
Rigidité magnétique 368
Rutherford (unité) 72
Rutherfordium 269

Saturation des forces nucléaires 21
Saut de Bragg 317
Saveur 412
Section efficace de conversion 204
— — différentielle 215
— — totale 215
— inclusive 216
— partielle de réaction 225
Seuil de la réaction 220, 222, 397
Sources de neutrons 191
Sous-naines 347
Spectre énergétique différentiel des rayons cosmiques 376
— — intégral des rayons cosmiques 376
Sphère de Schwarzschild (horizon des événements) 358, 359
Spin isotopique (isospin) 409
— du noyau 36, 51
Streamers 211
Structure fine du spectre des particules α 89
— hyperfine des raies spectrales 36, 41
Superéléments 273
Supergéantes rouges 347
Supernova 361
Supernoyaux 273
Surgénérateurs 291
Symétrie « avant-arrière » 229
— de charge 10
Synchrocyclotron 177
Synchrophasotron 185
Système du centre de masse (S.C.M.) 216
— de laboratoire 216

Taux de régénération 291
Temps moyen de confinement 304
— nucléaire 30
— de rappel (temps mort) du compteur 198
— de vie du noyau composé 230
Tenseur du moment quadrupolaire 62
Tokomak 310
Trou noir 359
Tubes de dérive 168

Unité de masse atomique 9

Vecteur polarisation 216
Vent solaire 377
Viriel et théorème du viriel 331
Voie d'entrée 215
— de sortie 215

Zone de régénération 292

TABLE DES MATIÈRES

Avant-propos 5

Chapitre VIII. PROPRIÉTÉS STATIQUES DU NOYAU ATOMIQUE. 7

§ 63. Introduction 7
§ 64. Energie de liaison du noyau 18
§ 65. Dimensions des noyaux 29
§ 66. Spin du noyau et structure hyperfine des raies spectrales 36
§ 67. Influence du spin nucléaire sur l'effet Zeeman 48
§ 68. Mesure des spins et des moments magnétiques nucléaires par la méthode de la résonance magnétique. Données expérimentales sur les spins et les moments magnétiques des noyaux atomiques. . . 51
§ 69. La parité et la loi de la conservation de la parité 53
§ 70. Propriétés électriques et forme du noyau 60

Chapitre IX. LA RADIOACTIVITÉ 65

§ 71. Introduction 65
§ 72. Lois des désintégrations radioactives 71
§ 73. Désintégration alpha 78
§ 74. Désintégration bêta 91
§ 75. Emission gamma des noyaux et conversion interne. 109
§ 76. L'effet Mössbauer 113

Chapitre X. NOTIONS SUR LES MODÈLES DU NOYAU ATOMIQUE. 123
§ 77. Considérations générales 123
§ 78. Le modèle en couches du noyau atomique 127

Chapitre XI. PASSAGE DES PARTICULES CHARGÉES ET DES QUANTA γ À TRAVERS LA MATIÈRE 140

§ 79. Introduction 140
§ 80. Passage des particules chargées lourdes à travers la matière . . 141
§ 81. Passage des particules chargées légères à travers la matière . . . 150
§ 82. Interaction de rayons γ avec la matière 156
§ 83. Autres manifestations de l'interaction des particules nucléaires avec la matière 162

Chapitre XII. SOURCES DES PARTICULES NUCLÉAIRES ET LEUR DÉTECTION 166

§ 84. Les accélérateurs 166
§ 85. Sources de neutrons et d'autres particules neutres 191
§ 86. Les détecteurs de particules 196

Chapitre XIII. LES RÉACTIONS NUCLÉAIRES 213
§ 87. Terminologie et définitions 213
§ 88. Les lois de conservation dans les réactions nucléaires 218
§ 89. Le noyau composé 226
§ 90. Réactions nucléaires faisant intervenir un noyau composé . . . 229
§ 91. Compléments à la question des réactions nucléaires 234

Chapitre XIV. LES NEUTRONS ET LA FISSION DES NOYAUX ATOMIQUES 243
§ 92. Histoire de la découverte du neutron 243
§ 93. La fission des noyaux atomiques 247
§ 94. Les éléments transuraniens 259
§ 95. Réaction en chaîne et réacteurs nucléaires 278
§ 96. La pile fossile d'Oklo 293
§ 97. Utilisation des antineutrinos pour le contrôle des réacteurs nucléaires 294
§ 98. Le problème des réactions thermonucléaires 297
§ 99. Optique neutronique 315

Chapitre XV. NOTIONS D'ASTROPHYSIQUE 330
§ 100. Origine de l'énergie stellaire 330
§ 101. Notions d'astronomie 343
§ 102. Notions d'évolution stellaire 348
Annexe. Gaz parfait de Fermi au zéro absolu 364
§ 103. Le rayonnement cosmique 366

Chapitre XVI. LES PARTICULES ÉLÉMENTAIRES 385
§ 104. Qu'appelle-t-on particules élémentaires? 385
§ 105. Classification des particules élémentaires 388
§ 106. Les antiparticules 391
§ 107. Lois de la conservation de l'énergie et de l'impulsion et leurs applications 395
§ 108. Lois de la conservation des charges électrique, baryonique et leptonique 403
§ 109. Autres lois de conservation et nombres quantiques 406
§ 110. Le modèle des quarks 412
Index des noms 423
Index des matières 426